UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir
le Titre de Docteur ès Sciences
Spécialité : Géophysique

par

Jean MOSNIER

Sujet : Application des techniques de pompage optique à l'étude des gradients géomagnétiques.
Cas particulier de l'effet "Bord de mer".

Soutenue le 21 DEC. 1967 devant la Commission d'Examen

: Président
: Examinateur
: Examinateur

1967-29

T H E S E S

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

Le grade de DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

MOSNIER Jean

I re Thèse : "APPLICATION DES TECHNIQUES DE POMPAGE OPTIQUE A L'ETUDE DES GRADIENTS GEOMAGNETIQUES. CAS PARTICULIER DE L'EFFET " BORD DE MER"

2 e Thèse : Propositions données par la Faculté.
"PHENOMENES ACOUSTIQUES AU NIVEAU DE L'IONOSPHERE"

Soutenues le 21 Décembre 1967 devant la Commission d'Examen.

MM.	ROCARD	Président
	KASTLER BROSSEL DELLOUE	Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE PARIS

FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

PROFESSEURS

JANVIER 1967

Le Doyen.....M. ZAMANSKY

GRASSE	T Evolution des êtres organisés	Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique
PREVOST	T Chimie organique	THELLIER	T Physique du Globe
WYART	T Minéralogie et cristallographie	PONCIN	T Mécanique générale
TEISSIER	T Zoologie	DUBREIL	T Arithmétique et Théorie des nombres
AUGER	T Physique quantique et relativité		
MONNIER	T Physiologie générale		
PIVETEAU	T Paléontologie	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
ROCARD	T. Physique E.N.S.	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
CARTAN	T Mathématiques E.N.S.	CUVILLIER	T Micropaléontologie
LAFFITTE	T Chimie générale		
N....	T Géométrie supérieure	TRILLAT	Microscopie et diffraction électronique
COULOMB	T Physique du globe	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
		VASSY	T Physique de l'atmosphère
CHRETIEN	T Chimie minérale	DESTOUCHES	T Théorie physique
BOCQUET	T Zoologie	AMIEL	T Chimie générale
KASTLER	T Physique E.N.S.		
EPHRUSSI	T Génétique	J.P. MATHIEU	T Physique optique
GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM	COUTEAUX	T Cytologie
LUCAS R.	Recherches Physiques	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
THOMAS A.	T Biologie	FELDMANN	T Biologie végétale marine
MORAND	T Physique enseignement	JOST	T Physiologie comparée
SOLEILLET	T Physique CPEM	FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématiques

FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides
DRACH	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique de l'atmosphère
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
BENARD	T	Chimie appliquée
DUGUE	T	Statistique mathématique
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée
KIRRMANN	T	Théories chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie comparée
EHRESMANN	T	Topologie algébrique
FRANÇON	T	Physique SPCN
GLANGEAUD	T	Géographie physique, géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques MGP
PISOT	T	Technique mathématiques de la physique
ROCH	T	Géologie
SCHATZMANN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Géologie générale
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique M.G.P.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral
CHOUARD	T	Physiologie végétale
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique)
BRELOT	T	Analyse supérieure
NORMANT	T	Synthèse organique
YVON	T	Théories physiques
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique physique
LAMOTTE	T	Zoologie E.N.S.
OLMER	T	Energétique générale
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER	T	Physiologie comparée
CAMUS	T	Physiologie végétale
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie quantique
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité
VILLE	T	Econométrie
FREYMANN	T	Recherches physiques
ROLLET	T	Chimie minérale
Mlle JOSIEN	T	Chimie SPCN
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
GERMAIN	T	Mécan.Théo.des fluides

ROUTHIER T Géologie appliquée

Mme TONNELAT T Physique théorique

DIXMIER T Mathématiques M.P.C.

SOUCHAY T Chimie générale

AIGRAIN T Electrotechnique

BRUSSET T Chimie systématique

LEVY T Physique théorique des hautes énergies

Mme CHAIX T Chimie biologique

Mme HUREL PY T Biologie végétale CPEM

PANNETIER T Chimie générale I

BRUN T Mécanique des fluides I

Mme DUBREIL T Mathématiques (Agrégation)

Mme LELONG T Mathématiques II E.N.S.

BELLAIR T Géologie S.P.C.N.

BOUISSIERES T Radiochimie

Mme COUTURE T Thermodynamique et mécanique

FRANC Biologie animale CPEM

SCHNELL T Botanique tropicale

STOLKOWSKI T Physiologie générale

ACHER T Chimie biologique

BAUDOIN T Biologie animale CPEM

BEAUMONT Biologie animale SPCN

BLAMONT Géophysique ionosphère

BOUREAU T Botanique

CURIE D. Physique MGP

DURAND DELGA T Géologie

HELLER T Physiologie végétale

TORTRAT T Calcul des probabilités

LUCAS G. T Géologie

ALLARD T Chimie physique

BERTHELOT T Physique des particules fondamentales

BRICARD T Météorologie

Mme ALBE-FESSARD T Psycho-physiologie

M. JULIA T Etude des molécules naturelles complexes

MAGAT T Physico-chimie des rayonnements

MONOD T Chimie du métabolisme

DE POSSEL T Analyse numérique

CHARLOT T Chimie analytique

CHATELET T Chimie CPEM

MATTLER T Physique SPCN

AUBOIN T Géologie

Mme BENOIT-GUEUTAL T Physique nucléaire et radioactivité

BOUGIS Biologie végérale marine Villefranche s/ Mer

RIGAUDY T Chimie SPCN

COLLONGUES T Chimie appliquée

DUBERT Biochimie

NOZIERES Physique fondamentale

CADIOT Chimie organique

IVANOFF T Océanographie physique

FRANÇOIS Zoologie

TALBOT Génie chimique

Mme NOUGAREDE Botanique

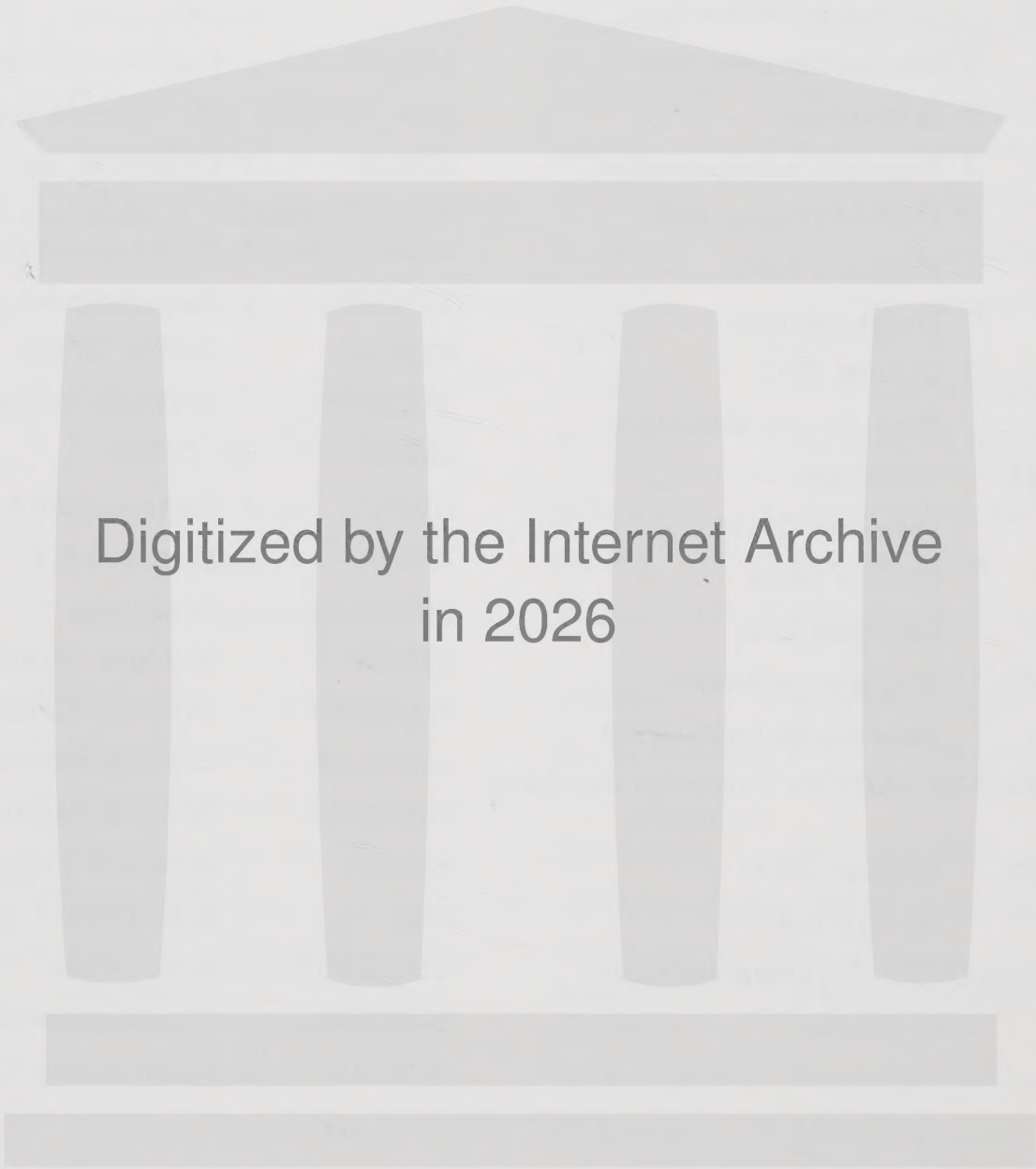
BRUHAT T Mathématiques MPC

CAILLEUX	T	Géologie SPCN
MAGNAN	T	Physique électricité
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire
Mme CHOQUET BRUHAT		Mécanique analytique - mécanique céleste
Mlle VEIL	T	Physiologie générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et expérimentale
CABANNES	T	Mécanique théorique
CAIRE	T	Géographie physique et géologie dynamique
COMOLET	T	Mécanique des fluides
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère
HOUILLON	T	Biologie animale
OLIVIER	T	Anthropologie
SAMUEL	T	Mathématiques (ENS Jeunes filles)
THIRY	T	Mécanique céleste
ABELES	T	Physique SPCN
AMAT	T	Thermodynamique
BALKANSKI		Physique M.P.C. 1
LE CORRE	T	Electricité
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité
ECHALIER		Biologie animale CPEM
BARRAUD	T	Physique CPEM
DARS		Géologie structurale et appliquée
CAMEFORT		Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle
SIGWALT		Chimie SPCN
BLAQUIERE		Automatique
FOURNET		Electricité générale
DEHEUVELS	T	Mathématiques propédeutique
FURON	T	Géologie SPCN
Mme GANS	T	Génétique
GENEVES		Biologie végétale CPEM
HUPE	T	Pétrographie
HOLLANDE	T	Biologie générale
LIONS	T	Analyse numérique
MAITTE	T	Chimie organique
NICOLAS		Géologie appliquée
PANIGEL		Biologie générale
RAVIER	T	Pétrographie
MOREL F	T	Physiologie comparée
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides
ROUBINE	T	Electronique E.S.E.
SILBER	T	Chimie CPEM
UEBERSFELD	T	Electronique
HERVE	T	Mathématiques
Mme PECKER-WIMEL	T	Astrophysique
TAVERNIER		Physique PC
DURAND Michel		Biologie animale SPCN
PASCAUD		Physiologie
Mme PETIT		Biologie animale CPEM
CAGNAC		Electricité
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire
KRASNER	T	Mathématiques
BENZECRI	T	Statistiques
VINH MAU		Physique M.G.P.
DUQUESNES		Physique CPEM
SCHUTZENBERGER	T	Programmation

BARUCH		Physique propédeutique
ARNOUS	T	Physique théorique
SLONINSKY		Génétique
MALLIAVIN	T	Mathématiques propédeutique
GAUDEMAR		Chimie propédeutique
BROUSSE	T	Mécanique théorique
ROSCH	T	Astronomie
GUY	T	Physique expérimentale
LAZARD	T	Mathématiques MPC
MOREL P.		Physique MPC
ARSAC		Programmation
LEFEBVRE	T	Chimie MPC
BOK		Physique fondamentale
CHAPEVILLE		Biochimie
BENOIT		Physique CPEM
RIO		Chimie CPEM
JAUZEIN		Géologie ENS
PREVOST G.		Biologie cellulaire
FAVARD P.		Biologie animale CPEM
Mme CHARNIAUX-COTTON		Evolution des êtres organisés
Mlle FICINI		Chimie CPEM
LEQUEUX		Astronomie
COHEN-TANNOUDJI		Physique atomique
TREMILLON		Chimie MPC
FAYARD		Chimie MPC
BUVET		Chimie CPEM
AUTHIER		Minéralogie et cristallographie
BONNEFILLE		Electrotechnique
Mme PUISEUX	DAO	Biologie végétale
BERGER	T	Géométrie supérieure
Mlle LIBERMANN	T	Mathématiques
DEDONDER	T	Biologie cellulaire
DUFOUR	T	Electronique I.U.T.
SCHAAL		Chimie CPEM
BAUCHOT		Anatomie comparée
LANCE	BV	CPEM
GIRAUD		Botanique ENS
HULIN		Physique P.C.
VIGIER		Génétique
GUERN		Biologie végétale
SLODZIAN		Physique CPEM
LACOMBE		Logique mathématique
TAVLITZKI		Biologie cellulaire
ARVIEU		Physique CPEM
TAXI		B.A. CPEM
COLLENOT		B.A. CPEM
BASSELIER		Chimie propédeutique
BADOUAL		Electronique I.U.T.

LE SECRETAIRE GENERAL,

R. POULLAIN


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546604_0065

Je désire exprimer ici ma gratitude à Monsieur Kastler qui m'a suggéré le sujet de cette thèse et à Monsieur Rocard qui en a permis l'orientation vers la géophysique. Je les remercie tous deux de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mon travail et des précieux conseils que je leur dois durant son exécution. Je remercie également Monsieur Brossel pour l'aide qu'il n'a cessé de m'apporter dans le domaine du pompage optique.

De nombreuses personnes, que je ne puis malheureusement citer en détail, m'ont apporté leur concours pour la réalisation du matériel ou la poursuite des expériences. Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma sincère reconnaissance. Je tiens toutefois, parmi elles, à remercier tout particulièrement Monsieur Hiéblot pour la façon à la fois énergique et amicale dont il n'a cessé de soutenir mes efforts.

Enfin si le soutien du Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure ne m'a jamais fait défaut, je désire remercier également la Direction des Recherches et Moyens d'essais dont l'aide financière a seule permis l'expérimentation sur le terrain. Sans les moyens qu'elle a mis à ma disposition, ce travail n'aurait sans doute pas pu être mené à bien.

INTRODUCTION

L'étude des variations dans le temps du champ magnétique terrestre se poursuit depuis très longtemps dans tous les observatoires du monde. La qualité des mesures dépend naturellement de celle du matériel utilisé et les grands progrès techniques réalisés en magnétométrie depuis une vingtaine d'années se sont traduits par un accroissement considérable de l'étendue et de la valeur des observations.

- Mise à part la très lente variation séculaire, on constate dans l'agitation magnétique naturelle l'existence de trois catégories distinctes de phénomènes : (1)

- Une variation diurne qui dépend de l'heure locale, c'est-à-dire de la position du soleil par rapport au lieu d'observation. Elle est provoquée par la modification de l'ionisation de la haute atmosphère sous l'action des rayonnements solaires de courte longueur d'onde (ultraviolet lointain ou rayons X mous). Son amplitude dans nos régions atteint facilement 50 γ *.

- Une agitation rapide ou très rapide englobant des phénomènes dont les périodes varient de quelques minutes à quelques centièmes de seconde et qui affectent souvent un caractère pseudo périodique. L'amplitude de ces "pulsations magnétiques" décroît fortement avec la fréquence : elle peut atteindre 1 γ pour des périodes de l'ordre de la minute et s'abaisse à quelques centièmes de γ pour les fréquences les plus élevées.

- Une agitation intense et désordonnée, apparaissant épisodi-

* - 1 $\gamma = 10^{-5}$ oersted

quement lors de l'arrivée massive dans la haute atmosphère de particules chargées venant du soleil et durant parfois plusieurs jours. Elle se superpose aux phénomènes précédents mais avec une amplitude telle qu'elle en transforme complètement l'aspect, en particulier dans les zones de latitude élevée.

Appareillage de mesure.

On voit que, suivant la bande de fréquences qu'on se propose d'étudier, l'allure des phénomènes et les performances demandées aux appareils de mesure varient considérablement.

Un magnétomètre chargé d'enregistrer la variation diurne par exemple doit faire preuve d'une bonne stabilité à long terme. En revanche une grande sensibilité est inutile. Ces conditions sont à peu près remplies par les variomètres à aimant (2, 3) comme celui de La Cour encore en usage dans de nombreux observatoires. Au contraire les instruments destinés à l'étude des variations rapides sont nécessairement très sensibles (0,001 γ) en raison de la petitesse des phénomènes. Dans ce domaine les meilleurs résultats sont obtenus avec des appareils à induction. Supposons par exemple que la composante verticale Z du champ magnétique terrestre varie de dZ dans un intervalle de temps dt. Dans une boucle de surface S disposée horizontalement, apparait alors une force électromotrice induite proportionnelle à S dZ/dt*. Comme cette force électromotrice est très faible (10^{-9} V par m^2 pour dZ/dt = 1 γ /s), on est amené pour obtenir des tensions mesurables, à donner à S des valeurs dépassant souvent des milliers de mètres carrés. Les boucles sont donc des engins encombrants, très sensibles aux tensions parasites, (50 c/s en particulier) et aux vibrations, et finalement assez peu employés. (4).

L'appareil à induction qui donne les meilleurs résultats dérive

* - Un dispositif intégrateur permet ensuite d'obtenir la valeur de Z.

de la "barre fluxmètre" imaginée par Selzer en 1957 (5). Le circuit induit, comportant des dizaines de milliers de spires, est bobiné autour d'un noyau allongé d'un alliage ferromagnétique à très haute perméabilité. On obtient ainsi, même pour de faibles valeurs de dH/dt*, des forces électromotrices appréciables qu'il suffit ensuite d'intégrer. Il est clair que seule la composante du champ de perturbation, parallèle à l'axe de l'appareil est susceptible d'induire une tension dans le circuit. En orientant convenablement la barre on peut donc étudier n'importe quelle composante du champ terrestre.

Ce type de magnétomètre a subi récemment de nombreux perfectionnements visant principalement à en accroître la bande passante (6) (7). Grâce à une amplification galvanomètrique associée à une technique de contre réaction de flux, Gendrin et Stefan (8) ont pu atteindre la sensibilité remarquable de 0,0005 γ .**

Toutefois après la deuxième guerre mondiale les progrès effectués dans le domaine de la résonance magnétique, d'abord nucléaire,

* - Il est d'usage en géophysique de désigner par la lettre H la composante horizontale du champ terrestre. De même Z, D, F désignent respectivement la composante verticale, la déclinaison (exprimée en γ) et le champ total.
Cependant il nous arrivera fréquemment comme ici d'utiliser la lettre H pour désigner un champ magnétique de direction quelconque. En cas de doute nous préciserons toujours s'il s'agit de la composante horizontale.

** - Dans la même catégorie on peut ranger les magnétomètres "Flux Gate" qui utilisent également des noyaux à haute perméabilité mais dans une région non linéaire de la caractéristique B (H) du matériau. Ces appareils ont servi durant la dernière guerre à la détection des sous-marins, ce qui leur a valu de nombreux perfectionnements techniques. Leur sensibilité reste cependant assez médiocre, de l'ordre de 0,5 γ .

puis électronique ont permis de renouveler considérablement les méthodes de mesure du champ magnétique terrestre. Variomètres et appareils à induction souffrent en effet d'une faiblesse commune qui est le caractère éminemment relatif de leurs indications. La dispersion considérable de leurs caractéristiques, l'influence de facteurs physiques extérieurs, en particulier la température, rendent difficile la comparaison des résultats entre deux appareils de principes différents. La résonance magnétique, en rattachant la mesure du champ à celle d'une fréquence de précession nucléaire ou électronique élimine la plupart de ces inconvénients. Il n'est donc pas surprenant que les appareils utilisant ce principe se soient très vite imposés dans de nombreuses circonstances d'autant plus que, indépendamment du caractère absolu des mesures, leurs performances sont très supérieures à celles des variomètres usuels et tendent à se rapprocher de celles des appareils à induction.

Un caractère commun à tous les magnétomètres utilisant la résonance magnétique est d'être sensible uniquement au module du champ magnétique total F et non à sa direction. Il en résulte que lorsque le vecteur $\vec{F}$ varie sous l'action d'un champ perturbateur $\overrightarrow{\Delta F}$, seule la composante de $\overrightarrow{\Delta F}$ parallèle à $\vec{F}$ est accessible à ces appareils, les composantes normales ne modifiant $\vec{F}$ qu'au deuxième ordre près. On a donc à faire à un type particulier de variomètres dans lequel la direction d'observation est celle, pratiquement invariable, du champ. Nous aurons l'occasion de revenir ultérieurement sur ce point.

Comparaison des variations en deux points.

Quelle que soit la perfection de l'appareil utilisé, la connaissance en un point A du champ de perturbation $\overrightarrow{\Delta F}$ et de ses variations au cours du temps ne devient réellement intéressante que si

on la rapproche d'autres informations concernant des phénomènes connexes (activité solaire, état de l'ionosphère, champ tellurique , etc... ou de la connaissance du champ de perturbation en un autre point B. Considérons plus particulièrement ce dernier cas.

Supposons que l'origine O d'un évènement magnétique particulier se situe dans l'ionosphère à 100 ou 200 km d'altitude. La perturbation résultante au sol est évidemment la même en deux stations A et B très voisines, mais ceci reste vrai, en première approximation, lorsque les deux stations ne sont que modérément éloignées, disons tant que AB reste nettement inférieur à AO. En deux points distants de 20 à 30 km par exemple, on devrait observer des variations ΔF identiques.

En réalité l'indication fournie par un magnétomètre à la surface de la terre ne reflète pas exactement la perturbation ionosphérique. Le sol étant conducteur, toute modification de la composante verticale Z va induire dans son épaisseur un système de courants électriques dont la distribution en profondeur est régie par les lois habituelles de l'électromagnétisme*. Le champ magnétique crée par ce système de courants se compose avec l'effet ionosphérique et c'est leur résultante qu'on observe finalement au sol.

La détermination simultanée du champ magnétique et du champ tellurique (électrique) a permis à L. Cagniard (9) et à ses élèves de déterminer la distribution de la résistivité du terrain en profondeur, moyennant quelques hypothèses simplificatrices**. Toutefois il convient de remarquer

* - Pour une fréquence donnée l'intensité décroît exponentiellement avec la profondeur mais ici, en raison de la résistivité relativement élevée des terrains, "l'épaisseur de peau" est très grande. Dans le cas de phénomènes lents elle dépasse plusieurs dizaines de kilomètres.

** - Cette méthode de sondage "magnéto tellurique" est très utilisée à l'heure actuelle en particulier pour la prospection pétrolière.

que, dans le cas d'un sol constitué de couches homogènes et horizontales infiniment étendues, les effets produits par les nappes de courants induits en deux points A et B de la surface, sont identiques et par conséquent la perturbation globale observable reste la même aux deux stations.

Il en va tout autrement si la distribution des courants telluriques est différente en A et B, par exemple sous l'action d'une discontinuité de conductivité électrique du sol. Dans ce cas les variations magnétiques enregistrées en A et B ne seront plus identiques à condition que l'épaisseur de la couche discontinue ne soit pas trop faible devant la profondeur de pénétration des courants. Une telle situation se rencontre en particulier au voisinage des côtes, en raison de l'écart considérable de conductivité entre l'eau salée et les terrains avoisinants. L'anomalie magnétique qui lui est associée est connue depuis un certain temps sous le nom d'"effet bord de mer" (10) mais son étude reste difficile pour des motifs qui seront exposés un peu plus loin. L'objet final de cette thèse est d'en déterminer expérimentalement les caractéristiques, en un point de la côte de Bretagne.

Nous avons dit que l'étude de l'effet bord de mer était difficile. L'application de la méthode différentielle oblige en effet à repenser complètement le problème de l'appareillage. Sauf dans le cas très improbable d'une absence totale de corrélation entre les variations observées en deux stations A et B, la différence $S_A - S_B$ des signaux est beaucoup plus petite que le signal lui-même. Des magnétomètres qui conviendraient à l'étude de S_A ou S_B isolément peuvent se révéler incapables de mesurer convenablement $S_A - S_B$, faute d'une sensibilité suffisante. Cette remarque s'applique tout particulièrement aux appareils destinés à l'enregistrement des variations lentes, malgré la forte amplitude des phénomènes, car dans ce cas la profondeur de peau est très grande et l'effet de la mer insignifiant.

Le premier problème que pose l'étude de l'effet bord de mer est donc la réalisation de magnétomètres très sensibles, tout en ayant une bande passante suffisamment étendue vers les fréquences basses. Les appareils à résonance magnétique déjà signalés, offrent les caractéristiques requises mais, à l'époque où nous avons commencé nos recherches, leur diffusion commerciale était encore assez limitée. Une partie importante de notre travail a consisté à mettre au point un type de magnétomètre à pompage optique dans la vapeur de potassium adapté aux recherches géophysiques.

Les principes sur lesquels reposent cette réalisation sont rassemblés dans le chapitre I qui replace notre étude dans le cadre des appareils existants. Les chapitres II et III contiennent la description de deux types de magnétomètres dont l'un convient plus particulièrement aux enregistrements à poste fixe, tandis que l'autre peut être employé dans des stations facilement déplaçables. Le chapitre IV est consacré à l'étude détaillée des sources de lumière tandis que le chapitre V résume les performances obtenues.

Dans le chapitre VI nous abordons une autre catégorie de magnétomètres. Nous avons vu précédemment que les appareils à pompage optique mesuraient seulement la composante du champ de perturbation ΔF parallèle à $\vec{F}$. Pour pouvoir observer ΔF dans une direction différente il faut modifier aussi celle du champ principal. C'est ainsi qu'on peut mesurer la composante horizontale H en annulant la composante verticale Z par un champ de compensation $Z' = - Z$. L'opération est facilitée par le fait qu'une éventuelle variation de Z' n'affecte la valeur de H qu'au deuxième ordre près lorsque Z' est très voisin de - Z. On obtiendrait de même une mesure de Z en annulant H. Par contre la mesure de la déclinaison D est plus difficile. Elle suppose une compensation préalable de F analogue aux précédentes et aussi la création d'un champ auxiliaire

stable et homogène perpendiculaire au méridien magnétique, et dans lequel s'effectue la résonance. La complication expérimentale est donc certaine; cependant cette technique a été effectivement utilisée (11) (12) faute d'appareillage mieux approprié.

Profitant de perfectionnements récemment apportés aux variomètres à aimant, en particulier par l'emploi d'une méthode d'asservissement de champ (13) (14), nous avons tenté d'en améliorer encore les performances pour les amener au niveau de celles des appareils à pompage optique. Le chapitre VI rend compte des moyens utilisés pour réaliser un déclinomètre sensible et des premiers résultats obtenus.

L'emploi de la méthode différentielle pose un dernier problème expérimental, celui de la comparaison des signaux entre stations. Tous les résultats obtenus jusqu'à présent l'ont été à partir d'enregistrements effectués séparément sur papier ou bande magnétique et confrontés ultérieurement. Il est évident que cette méthode n'est valable que si on dispose à chaque station de signaux horaires suffisamment précis pour assurer par la suite une synchronisation parfaite. Même dans ce cas, l'interpolation entre deux repères consécutifs reste plus ou moins incertaine. Lorsque les stations de mesures sont très éloignées la méthode précédente est la seule praticable, mais lorsque la distance entre les magnétomètres n'est que de quelques dizaines de kilomètres il est préférable de centraliser les informations en un seul point où on les enregistre simultanément sur un même appareil. Cette opération suppose l'existence de liaisons radioélectriques stables, susceptibles de transmettre des fréquences très basses. Les équipements correspondants existent commercialement mais pour des raisons d'économie nous avons préféré les fabriquer et même dans certains cas étudier des solutions nouvelles. Le chapitre VII est consacré aux problèmes posés par la transmission et aux solutions que nous avons pu y apporter.

Il ressort clairement de l'analyse précédente que la part très importante consacrée à l'appareillage dans l'ensemble du programme n'a pas encore permis d'en exploiter à l'heure actuelle toutes les possibilités. Le chapitre VIII est consacré aux résultats géophysiques obtenus jusqu'à présent mais ceux-ci ne représentent en fait qu'un début d'application de ce nouvel outil de recherche.

CHAPITRE I

MAGNETOMETRES TERRESTRES A RESONANCE MAGNETIQUE*

Dans ce chapitre, nous examinerons sommairement le fonctionnement des divers appareils utilisant la résonance magnétique nucléaire ou électronique, afin d'en dégager les avantages et inconvénients respectifs. Nous limiterons bien entendu notre étude aux seules expériences de résonance réalisables dans le faible champ magnétique terrestre et ayant effectivement été employées à sa mesure. Les premiers résultats ont été obtenus sur les protons vers 1954.

1) - Magnétomètres à résonance nucléaire.

Considérons un ensemble de protons (en général un certain volume d'eau) placé dans un champ magnétique $\vec{H}_o$. Le spin nucléaire du proton étant 1/2, les noyaux ne peuvent prendre dans le champ $\vec{H}_o$ que deux orientations distinctes parallèle ou antiparallèle au champ. La différence d'énergie entre les deux états est $2 \mu_N H_o$ et l'écart entre les populations des deux sous-niveaux à la température absolue T est donné par la relation

$$n_+ - n_- = N \mu_N H_o / kT$$

N étant le nombre de protons $(n_+ + n_-)$, μ_N le moment magnétique du proton et k la constante de Boltzmann.

Dans un champ aussi faible que le champ terrestre cette diffé-

* - Une étude similaire a été présentée en 1964 par Le Borgne (15). Une autre plus approfondie mais limitée aux magnétomètres nucléaires par Bonnet en 1962 (16).

rence est très petite et l'aimantation prise à l'échelle macroscopique par l'échantillon l'est aussi. C'est ce qui explique que les méthodes usuelles de détection de la résonance magnétique nucléaire (17) soient très difficilement applicables. On améliore un peu la situation en augmentant le nombre N des protons c'est-à-dire le volume d'eau utilisé mais on est limité dans cette voie par l'impossibilité pratique de réaliser un champ parfaitement uniforme sur toute l'étendue de l'échantillon.

Malgré ces conditions à priori peu favorables, Bene et Hochstraser (18) ont réussi à réaliser un certain nombre d'expériences de résonance nucléaire dans le champ terrestre sur des volumes d'eau de l'ordre de 8000 cm^3. Toutefois la méthode choisie impose de telles servitudes à l'appareil qu'on ne peut pas le considérer comme un véritable magnétomètre même s'il a servi occasionnellement à l'étude de certains phénomènes géophysiques (éclipse de soleil du 15 février 1961).

La première solution pratique au problème de la résonance nucléaire en champ faible a été apportée par Packard et Varian en 1954 (19) grâce à la méthode dite de "prépolarisation". Elle a permis le développement d'une version industrielle aisément transportable qui est encore à l'heure actuelle le meilleur et le plus répandu des magnétomètres de prospection.

Pour échapper aux difficultés dues à la faible valeur de H_o et obtenir un signal de résonance appréciable il faut accroître artificiellement l'écart entre les populations des deux sous niveaux nucléaires. Dans la méthode de Packard et Varian on y parvient en plaçant dans un premier temps le système de protons (500 cm^3 d'eau environ) dans un champ magnétique auxiliaire H_1 d'une centaine d'oersted sensiblement perpendiculaire au champ H_o à mesurer. Le champ H_1 est crée par une bobine B_1 (Fig. I 1 a).

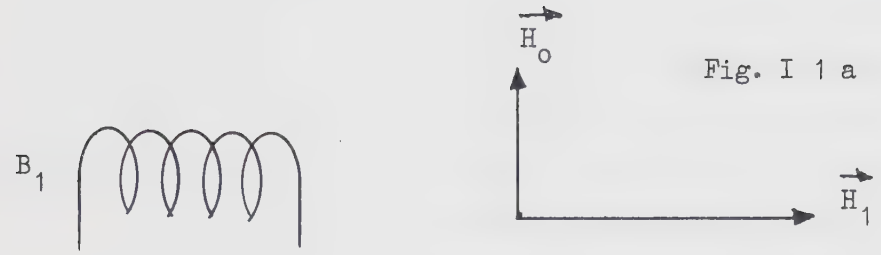


Fig. I 1 a

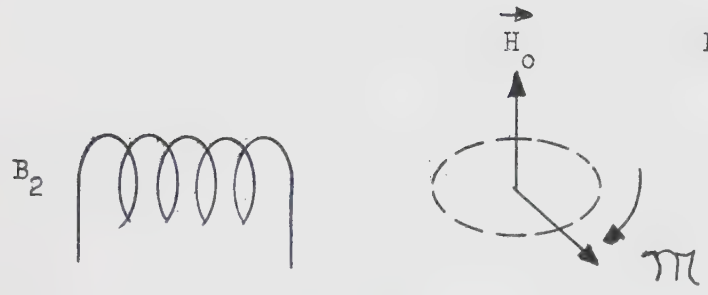


Fig. I 1 b

Dans ces conditions l'écart $n_+ - n_-$ des populations de spins respectivement parallèles et antiparallèles à $\vec{H}_1$ (et par suite le moment magnétique global de l'échantillon) est 200 fois plus grand que l'écart correspondant dans le champ terrestre $\vec{H}_o$ (0,5 oe). Cette situation n'est toutefois pas acquise immédiatement mais s'établit progressivement par suite d'intéractions entre le système de spins et le champ magnétique $\vec{H}_1$, la vitesse d'évolution étant régie par le temps de relaxation longitudinal T_1 . Pour atteindre un état proche de l'équilibre il faut maintenir le champ H_1 pendant un temps assez long devant T_1 et comme, pour les protons de l'eau, T_1 est voisin de 2 secondes, on est conduit à prépolariser l'é-

l'échantillon pendant une dizaine de secondes au moins*.

Une fois atteint l'état d'équilibre dans le champ auxiliaire, on supprime $\vec{H}_1$ en un temps très court devant la période de précession des spins autour de $\vec{H}_o$ ** ceci afin d'éviter que le moment magnétique global $\vec{M}$ ne suive adiabatiquement la résultante variable $\vec{H}_1 + \vec{H}_o$.

Une fois $\vec{H}_1$ disparu le système de spins désormais orienté perpendiculairement à $\vec{H}_o$ va précessionner dans le champ terrestre avec une fréquence de Larmor $f = \gamma H_o / 2\pi$ et induire dans une bobine B_2 d'axe perpendiculaire à $\vec{H}_o$ une force électromotrice de fréquence f (Fig. I 1 b).

Il est clair que B_1 et B_2 n'ont pas besoin d'être distinctes puisque les deux phases de polarisation et de mesure sont séparées dans le temps. En pratique on utilisera donc une seule bobine qui sert alternativement à produire le champ prépolarisant $\vec{H}_1$ et à recueillir le signal de précession.

Durant la seconde phase la composante tournante perpendiculaire à $\vec{H}_o$ s'amortit progressivement. Ceci vient de ce que la différence des populations $n_+ - n_-$ ne correspond pas à une configuration stable dans le champ terrestre. Des transitions du niveau le plus peuplé vers le niveau le moins peuplé vont être induites par suite du couplage à l'intérieur du système de spins jusqu'à l'obtention d'un nouvel équilibre. Cette évolu-

* - Ce temps peut être réduit à 1 s en acceptant une perte de signal

** - Cette opération étant difficile on l'exécute en deux temps. Dans une première phase on ramène en un temps τ, H_1 à une valeur H_1' faible devant H_1 mais encore grande devant H_o (5 oe par exemple). Le moment magnétique macroscopique $\vec{M}$ ne varie pratiquement ni en grandeur si $\tau \ll T_1$, ni en direction puisque $H_1' \gg H_o$. Dans une deuxième phase on supprime H_1' en un temps court devant la période de précession. Comme H_1' ne vaut que 0,05 H_1 l'opération est grandement facilitée.

tion s'effectue avec une constante de temps transversale T_2 qui pour les protons est également voisine de 2 secondes. La force électromotrice induite dans la bobine B décroît donc exponentiellement avec cette constante de temps. Comme elle n'est pas très grande au départ elle cesse assez rapidement d'être mesurable. On rétablit alors le champ de prépolarisation et le cycle recommence.

La mesure du champ magnétique revient à celle de la fréquence de Larmor des protons qui, en France, est voisine de 1800 c/s. Ceci met en oeuvre des techniques digitales maintenant bien au point. La précision du compteur est ordinairement de 10^{-5} pour un temps de comptage de 2 secondes ce qui correspond à peu près à la limite imposée par le rapport signal/bruit au niveau du capteur. De nombreux perfectionnements techniques, en particulier la transistorisation intégrale de l'électronique, ont contribué à faire du magnétomètre à précession libre un instrument d'un fonctionnement très sûr*.

Pratiquement son principal avantage est le faible couplage existant entre le système des spins et le milieu extérieur, y compris les circuits électriques dont la surtension est relativement faible. Il en résulte que la fréquence mesurée est très peu affectée par les conditions ambiantes et par conséquent que les indications de l'appareil sont très stables à long terme. En revanche pour l'étude des variations même relativement lentes du champ terrestre, il est certain que sa sensibilité médiocre (1 γ) et le caractère discontinu** de ses indications constituent des servitudes inacceptables.

* - La référence (20) contient une description technique détaillée de l'un de ces appareils.

** - On peut à la rigueur obtenir un enregistrement continu en séparant dans l'espace la polarisation et la précession. (21).

II) - Magnétomètres à polarisation dynamique.

Il est possible d'accroître artificiellement l'écart $n_+ - n_-$ des populations de deux sous niveaux nucléaires par d'autres procédés que la prépolarisation dans un champ magnétique.

Un système de spins nucléaires est ordinairement assez mal couplé au milieu extérieur (d'où la grandeur du temps de relaxation) mais il arrive fréquemment qu'il le soit plus ou moins étroitement à un autre système de spins (par exemple électroniques) présent dans le milieu. Il peut se faire que par suite d'un tel couplage le renversement d'un spin électronique ($N_+ \longrightarrow N_-$) s'accompagne du renversement simultané d'un spin nucléaire ($n_- \longrightarrow n_+$). Le moment magnétique électronique est très supérieur au moment nucléaire, donc à l'équilibre dans un champ H_o :

$$| N_+ - N_- | \gg | n_+ - n_- |$$

Si l'on soumet le système de spins électroniques à un champ alternatif de fréquence convenable on induit des transitions qui, pour un champ H_1 suffisamment fort, ont pour effet d'égaliser les populations des sous niveaux électroniques. D'après ce qui précède chacune de ces transitions s'accompagne d'une transition inverse nucléaire d'où un renforcement considérable de la polarisation des protons.

Cette méthode est due à Overhauser (22) qui a signalé l'existence d'un couplage spins nucléaires - spins électroniques dans les métaux, mais elle n'a donné naissance à des magnétomètres intéressants que lorsque Abragam (23) a pu étendre les résultats d'Overhauser à des substances non métalliques en particulier à des solutions aqueuses d'ions paramagnétiques. Combrisson et Solomon (24) ont pu alors observer la résonance des protons dans le champ terrestre. Si de plus le renforcement de la polarisation des noyaux s'accompagne d'une inversion de populations

entre les sous niveaux, on aboutit transitoirement à une configuration instable où le système de protons est susceptible de céder de l'énergie au milieu extérieur. Si celui-ci est un circuit résonant de surtension suffisante accordé sur la fréquence de Larmor des protons, on peut obtenir l'auto oscillation du système qui fonctionne alors en maser. Il suffit ensuite de compter la fréquence par un procédé quelconque. Un magnétomètre de ce genre construit par Solomon et Freycenon (25) et utilisant une solution de $(SO_3)_2\ NOK_2$ (sel de Fremy) fonctionne depuis 1958 à l'observatoire de Chambon la Forêt où il sert à l'étalonnage des appareils à aimant.

Cependant ce type de magnétomètre présente un assez sérieux inconvénient. En raison de la surtension considérable (2 à 300) qu'on est obligé de donner au circuit oscillant, la fréquence d'oscillation n'est pas exactement égale à la fréquence de Larmor f_o des protons. Il y a entrainement de fréquence d'où apparition d'une erreur systématique assez importante dans la mesure du champ. Cette erreur, nulle lorsque H_o est tel que f_o coïncide exactement avec la fréquence d'accord du circuit, peut atteindre 2 γ pour un champ différent de H_o de 100 γ . D'autre part, toujours en raison de la surtension élevée du circuit, la plage d'accrochage du maser est assez réduite $\pm$ 100 γ environ et l'appareil convient surtout à un fonctionnement à poste fixe.

Il est évidemment intéressant de réduire au maximum l'entrainement de fréquence. Ce résultat peut être atteint en utilisant un dispositif dû à Bonnet (26) et représenté schématiquement par la figure I 2 (page suivante).

Il comporte deux bobines L_1 et L_2 d'axes perpendiculaires au champ $\vec{H}_o$ et entre eux de telle façon que le couplage $L_1\ L_2$ soit nul. Les spins polarisés par effet Abragam-Overhauser précessionnent autour de $\vec{H}_o$ et induisent une tension dans le circuit accordé $L_1\ C_2$. L'entre-

tien du mouvement est assuré par la bobine L_1. Le couplage entre L_1 et L_2 est donc assuré par le système de spins en rotation jouant le rôle d'un filtre nucléaire doté d'une très bonne surtension (6000). Dans ces conditions la qualité du circuit L_2 C_2 est secondaire. Salvi (27) a montré qu'il suffit en pratique d'un coefficient de surtension de quelques unités seulement. On obtient alors une plage d'accrochage considérable pouvant atteindre 5000γ associée à un entrainement de fréquence très faible

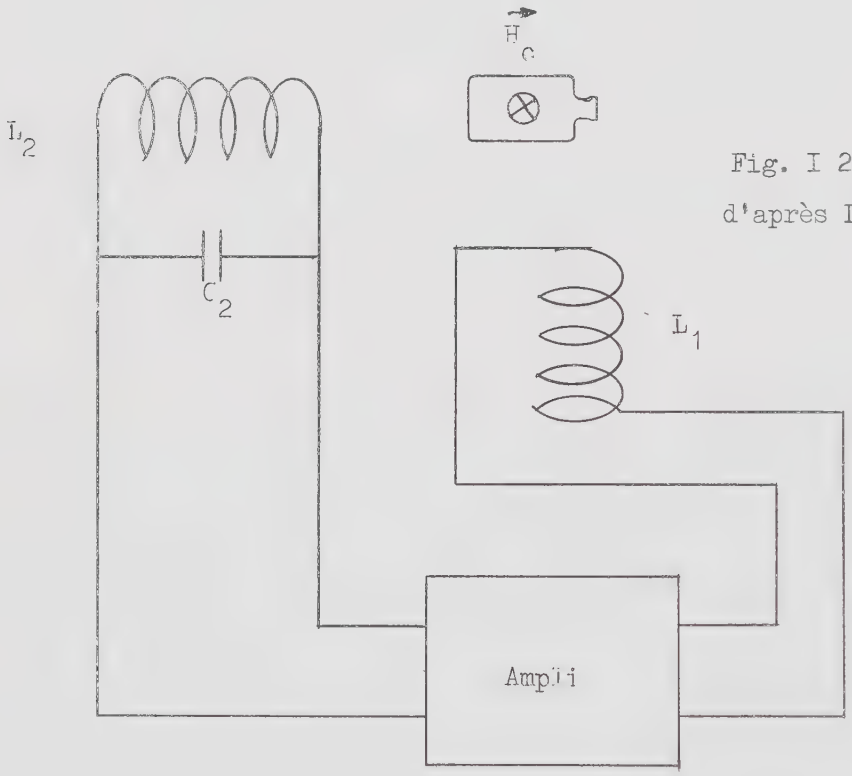


Fig. I 2
d'après Le Borgne (15)

Sur ce principe la Société Sud-Aviation a réalisé un magnétomètre de prospection terrestre et une version aéroportée dotée de performances très intéressantes (sensibilité de l'ordre de 0,02 γ pour une bande passante 0 - 2 c/s environ). Comme dans le cas de la précession libre le développement industriel de l'appareil lui a valu de nombreux perfectionnements techniques. Les performances limites ne semblent pas encore atteintes et il est possible d'envisager une sensibilité supérieure

III) - Magnétomètres à pompage optique.

L'inconvénient majeur des magnétomètres à protons réside dans la faible valeur de la fréquence de résonance qui rend sa mesure précise difficile.

Dans les appareils à pompage optique les états d'énergie entre lesquels se produisent les transitions de résonance magnétique sont habituellement ceux de l'électron optique d'atomes monovalents alcalins*. L'état fondamental de ces atomes est un état $^2S_{1/2}$ qui dans un champ magnétique H_o se décompose en deux sous niveaux Zeeman $m = + 1/2$ et $m = - 1/2$. Le moment magnétique de l'électron étant beaucoup plus grand que celui du proton, l'écart d'énergie entre les deux sous niveaux est très supérieur, dans un champ donné, à celui mis en jeu dans une transition nucléaire.

Il en est naturellement de même de la différence des populations entre les sous niveaux Zeeman, mais celle-ci reste néanmoins beaucoup trop faible pour donner lieu à des phénomènes de résonance facilement observables. Comme dans le cas des magnétomètres à protons, il convient donc d'accroître artificiellement l'écart entre les populations des sous niveaux + 1/2 et - 1/2. C'est le rôle du pompage optique.

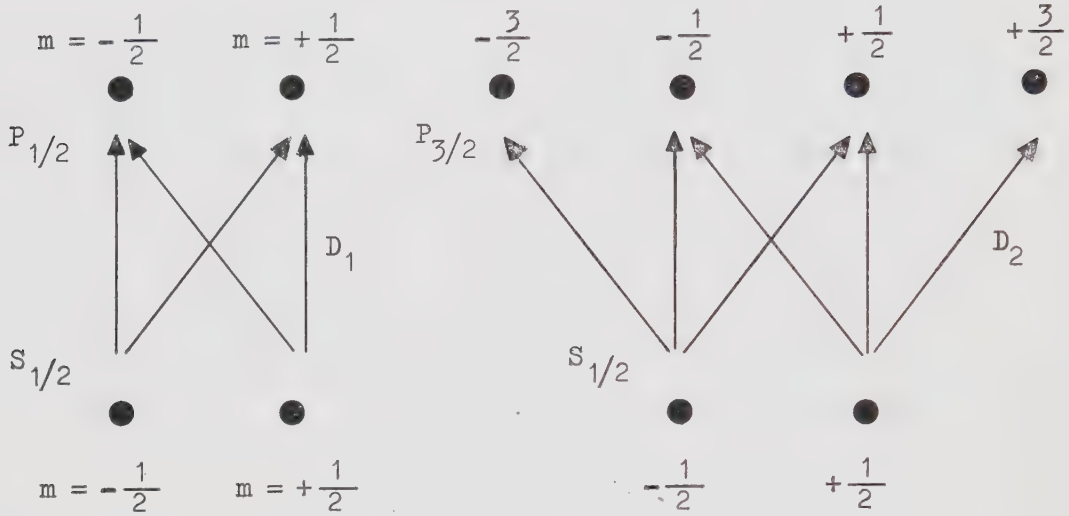
Depuis sa découverte par Kastler en 1950 (29) le procédé a été souvent décrit et utilisé. Nous n'en rappellerons ici que les grandes lignes, indispensables à la compréhension du fonctionnement du magnétomètre.

En négligeant provisoirement le rôle du spin nucléaire, la raie de résonance optique d'un atome alcalin comporte deux composantes D_1 et D_2 associées respectivement aux transitions $S_{1/2} \rightleftharpoons P_{1/2}$ et $S_{1/2} \rightleftharpoons P_{3/2}$. Dans un champ magnétique H_o les niveaux $S_{1/2}$ et $P_{1/2}$ se

* - Ou d'ions He^+ dans le cas du magnétomètre développé par Texas Instruments (28).

décomposent en deux sous niveaux et $P_{3/2}$ en quatre, d'où le schéma de la décomposition Zeeman de D_1 et D_2.

Fig. I 3



Conformément aux règles de sélection, les transitions dans lesquelles $\Delta m = 0$ sont polarisées rectilignement, parallèlement au champ, tandis que celles pour lesquelles $\Delta m = \pm 1$ sont polarisées circulairement, dans le sens du courant magnétisant pour $\Delta m = + 1$, en sens inverse pour $\Delta m = - 1$. Il s'ensuit de façon générale qu'en éclairant la vapeur d'un métal alcalin avec de la lumière de résonance polarisée circulairement à droite par exemple, on fait passer un atome de nombre quantique magnétique m dans l'état fondamental, à un état excité de nombre quantique magnétique m + 1, d'où il reviendra à l'état fondamental dans un état m, m + 1 ou m + 2, mais jamais dans un état de nombre quantique inférieur à m. Si le processus se renouvelle plusieurs fois on voit que le résultat final est une accumulation des atomes dans le sous niveau de nombre quantique maximum, ici m = 1/2, alors que le sous niveau m = - 1/2 se vide, d'où le nom de "pompage optique" donné à l'ensemble de l'opération.

Une fois la différence de population créée, on soumet le système d'atomes à un champ tournant de fréquence variable ou plus simplement à un champ oscillant $\vec{H}_1$ perpendiculaire à $\vec{H}_o$ (équivalent à deux champs tournant en sens inverses). Lorsque la fréquence f de $\vec{H}_1$ est égale à une valeur f_o^* telle que $h f_o = \Delta W$, ΔW étant l'écart d'énergie entre les deux sous niveaux Zeeman, $\vec{H}_1$ induit des transitions entre ces deux sous niveaux : la résonance tend à égaliser leurs populations. Ceci fournit un moyen de détecter la résonance par un procédé optique dû à Dehmelt (30). Considérons en effet la figure 1 3. Lorsque les atomes sont accumulés dans l'état m = + 1/2, on voit que la raie D_1 , polarisée circulairement à droite, n'est plus absorbée par la vapeur. Une cellule photoélectrique mesurant le coefficient de transparence de cette vapeur fournit une indication maximum qui baisse brusquement lors du passage par la résonance puisque les transitions induites par $\vec{H}_1$ ont pour effet de repeupler le sous niveau absorbant m = - 1/2. Ce schéma est évidemment très sommaire et en fait il sera discuté un peu plus loin de façon plus détaillée. Il permet cependant de rendre compte dès à présent du fonctionnement d'un magnétomètre à pompage optique.

La figure 1 4 a représente l'allure des variations en fonction de f du courant issu du détecteur photoélectrique lors du passage par la résonance. (courbe d'absorption). Dans plusieurs types de magnétomètres on module à une fréquence F, soit l'amplitude du champ H_o (ce qui a pour effet de moduler la fréquence de résonance f_o), soit la fréquence f du champ de radiofréquence $\vec{H}_1$. L'amplitude ** i_F de la composante à la fréquence F contenue dans le courant photoélectrique présente alors l'allure d'une courbe de dispersion (Fig. 1 4 b).

* - Cette fréquence est la fréquence de précession de Larmor dans le champ H_o.

** - Le changement de signe à la traversée de la résonance correspond à un changement de phase de 180º.

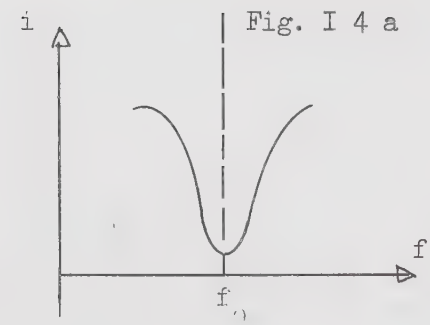


Fig. I 4 a

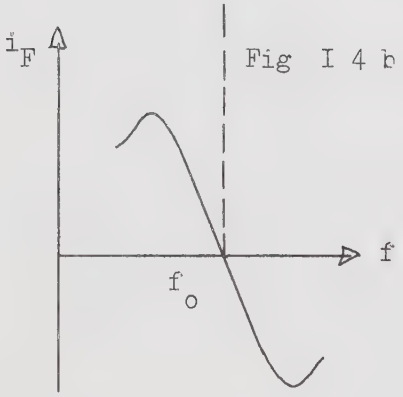


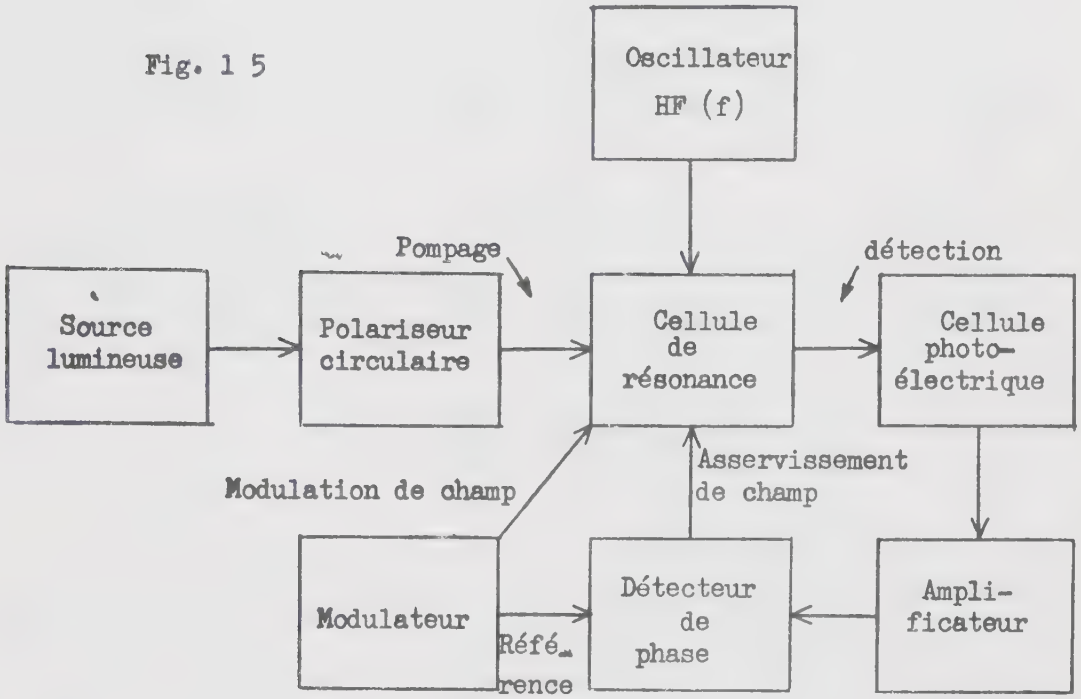
Fig I 4 b

Un comparateur de phase permet d'élaborer, à partir de cette composante i_F, un signal d'erreur dont l'amplitude et le signe dépendent de la position relative de f et de f_o. Ce signal pilote un système d'asservissement qui modifie soit le champ H_o pour que la fréquence de résonance f_o soit constamment égale à une fréquence imposée f, soit la fréquence f de l'oscillateur pour la rendre constamment égale à celle de résonance f_o. Des exemples des deux systèmes seront donnés au chapitre II (asservissement de champ) et au chapitre III (asservissement de fréquence)*.

* - Un troisième type de magnétomètres à pompage optique utilise un principe différent. Si l'on fait traverser une vapeur orientée par pompage le long d'un champ magnétique $\vec{H}_o$, à un faisceau contenant la radiation de résonance et dirigé perpendiculairement à $\vec{H}_o$, on constate que la précession du moment magnétique global de la vapeur autour de $\vec{H}_o$ a pour effet de moduler, à la fréquence de Larmor, l'intensité du faisceau transverse transmis . (31). Il est alors possible, moyennant certaines conditions, de fabriquer un auto oscillateur du type maser analogue à ceux réalisés avec des systèmes de protons. Habituellement on utilise un seul faisceau lumineux orienté à 45º du champ H_o, qui sert à la fois à la détection et au pompage (32). Nous ne nous étendrons pas sur ces appareils qui n'ont fait l'objet d'aucune recherche personnelle de notre part. Leurs performances ne sont pas supérieures à celles des magnétomètres à asservissement et l'orientation du capteur pose certains problèmes techniques (33). En revanche leur constante de temps est très faible et ils sont utilisables à bord d'engins rapidement mobiles (fusées et satellites).

Schématiquement un appareil à asservissement de champ par exemple peut se représenter par le diagramme de la figure 1 5.

Fig. 1 5



Dans le cas de l'asservissement de fréquence la mesure du champ s'effectue à l'aide de compteurs digitaux analogues à ceux employés dans les magnétomètres nucléaires mais ici la fréquence de Larmor est voisine de 300 K c/s* et on peut obtenir une précision de 0,3 10^{-5} par comptage direct. Il est également possible de réaliser un discriminateur de fréquence, linéaire dans une plage de quelques dizaines de γ , et d'obtenir ainsi un enregistrement continu du champ de variation $\Delta H_o (t)$. Dans les magnétomètres à asservissement de champ cette dernière opération est particulièrement simple et se réduit à la me-

* - Pour le rubidium et le potassium, 150 K c/s pour le cesium

sure du courant d'asservissement.

Dans les appareils à pompage optique comme dans ceux à résonance nucléaire, le paramètre intéressant est la sensibilité utile du magnétomètre c'est-à-dire la plus petite variation de H_o détectable. La bande passante joue un rôle secondaire car dès que la fréquence dépasse 2 à 3 c/s, les magnétomètres à résonance sont surclassés par les appareils à induction.

Pour déterminer la sensibilité limite, considérons à nouveau la courbe de dispersion représentant, en boucle ouverte, la réponse du détecteur de phase en fonction de la fréquence du champ H_1 (Fig. I 6 a).

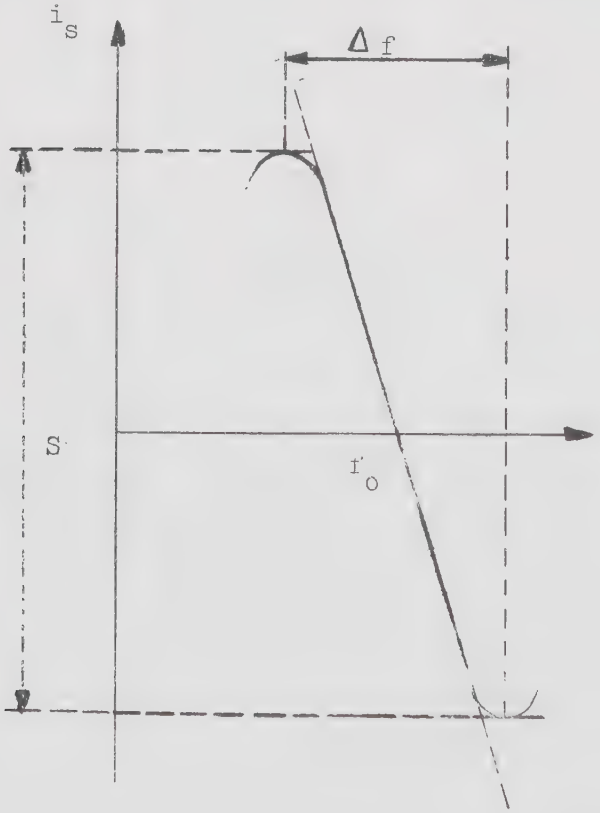
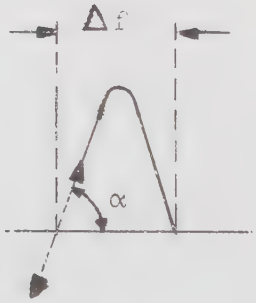


Figure I 6 a



$i_F = A \text{ tg } \alpha$

Figure I 6 b

Lorsque f traverse la valeur de résonance, le courant de sortie i_S du détecteur varie d'une valeur maximum positive à une valeur maximum négative. Nous appellerons S l'amplitude totale de cette variation. D'autre part i_S (f) est proportionnel à la pente de la courbe d'absorption. L'écart entre les maxima représente donc la largeur Δ f de la raie de résonance (mesurée entre les points de plus grande pente). Au voisinage de f_o la variation de i_S (f) est sensiblement linéaire, la pente de la courbe étant approximativement $S/\Delta f$.

Si le courant i_S était seulement fonction de la fréquence f, la condition d'asservissement $i_S = 0$ définirait sans ambiguïté la fréquence de résonance f_o et, sous réserve d'un comptage parfait, la sensibilité du magnétomètre serait infinie. Malheureusement i_S dépend également de paramètres aléatoires que nous examinerons plus en détail au chapitre V et dont l'effet est d'ajouter au courant i_S un bruit $B = \Delta i_S$ (t).

Supposons la condition de résonance $f = f_o$ exactement remplie. La condition $i_S = 0$ ne l'est plus puisque $i_S = B$. Le mécanisme d'asservissement entre alors en jeu et ramène i_S à 0 en modifiant f d'une quantité $df = B \Delta f/S$. D'après l'hypothèse précédente df n'a aucune origine magnétique. C'est une erreur systématique d'appareillage dont l'importance limite la sensibilité du magnétomètre à une valeur de l'ordre de grandeur de df. Naturellement comme toute fonction aléatoire, df (t) a une valeur moyenne nulle. On pourrait faire appel à sa valeur quadratique moyenne $\overline{df^2}$ mais, en raison du mode habituel d'exploitation des enregistrements, nous proposerons au chapitre V une autre évaluation de la sensibilité utile d'un magnétomètre.

Quelle que soit la définition adoptée il ressort de la relation ci-dessus que la sensibilité de l'appareil est d'autant meilleure que

df est plus petit, donc que

$$k = \frac{1}{df} = \frac{S}{B \times \Delta f}$$

est plus grand. Nous aurons l'occasion de revenir sur les moyens d'améliorer le facteur de mérite k, mais nous pouvons dès maintenant examiner certains points particuliers.

L amplitude S du signal issu du détecteur de phase croît avec la différence de populations existant entre deux sous niveaux Zeeman consécutifs Elle dépend donc des conditions dans lesquelles s'effectue le pompage optique mais aussi de différentes causes de relaxation visant à rétablir la distribution thermodynamique des populations Parmi ces causes nous examinerons seulement pour l'instant la désorientation des atomes lorsqu'ils viennent à heurter les parois de la cellule. En raison de la faible pression de vapeur régnant dans le récipient (quelques 10^{-6} mm de Hg) les atomes rebondissent librement d'une paroi à l'autre plusieurs centaines de fois par seconde. Tous les chocs contre le verre ayant pour résultat de détruire l'orientation des spins électroniques, l'effet du pompage optique est alors très réduit et la largeur de raie considérable. On a recours en pratique à deux artifices différents pour éliminer l'influence des parois Le premier consiste à remplir la cellule de résonance avec un gaz rare (par exemple de l'argon) sous une pression de quelques millimètres de mercure Le libre parcours moyen des atomes métalliques est alors réduit par les collisions (non désorientatrices) avec les atomes du gaz rare, et leur diffusion vers la paroi considérablement ralentie (34, 35)

Nous avons utilisé une deuxième méthode initialement due à Robinson (36) qui consiste à revêtir la surface interne de la paroi de verre d'une paraffine à longue chaîne,hydrogénée ou mieux encore deu-

térée. Les atomes alcalins peuvent rebondir plusieurs milliers de fois sur une telle paroi sans se désorienter d'où un allongement considérable du temps de relaxation et par suite de l'efficacité du pompage (37).

En ce qui concerne la largeur de raie Δf nous examinerons dans ce premier chapitre le problème de la structure des niveaux quitte à revenir ultérieurement sur l'influence de divers paramètres physiques.

Nous avons jusqu'à présent négligé, en exposant le principe de fonctionnement des magnétomètres à pompage, l'influence de la structure hyperfine du niveau fondamental. Ceci nous a permis de supposer que la courbe d'absorption et la courbe de dispersion de la figure I 4 étaient symétriques par rapport à la valeur de résonance f_o. En pratique il n'en est pas ainsi. Les trois métaux alcalins utilisés jusqu'ici dans les magnétomètres à résonance, Rb, K, Cs, présentent tous un spin nucléaire, 3/2 pour Rb_{87} et K, 5/2 pour Rb_{85}, 7/2 pour Cs. Il en résulte une modification de la structure du niveau fondamental de l'atome. En champ nul nous devons désormais considérer deux sous niveaux hyperfins F = 1 et F = 2 pour Rb_{87} et K, F = 2 et F = 3 pour Rb_{85}, F = 3 et F = 4 pour Cs. Dans un champ magnétique $\vec{H}_o$ ils se subdivisent par effet Zeeman en 2 F + 1 sous niveaux comme l'indique le schema de la figure I 7 relatif au potassium.

L'énergie de chacun de ces sous niveaux, et par suite les fréquences des transitions de résonance, se calculent à l'aide des formules de Breit et Rabi (38) (39).

En utilisant un paramètre

$$x = \frac{(g_j - g_i)\,\mu_B\,H}{\Delta E_o}$$

où g_j et g_i désignent les facteurs de Landé électronique et nucléaire

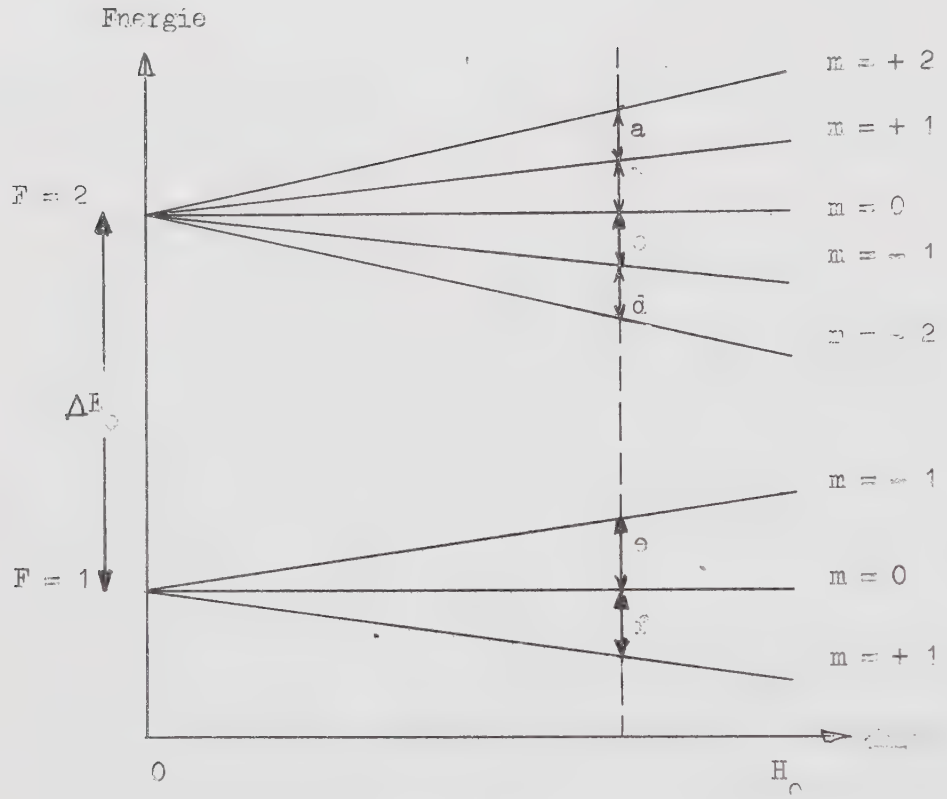


Fig. I 7

et ΔE_o l écart d'énergie entre les sous niveaux hyperfins, on peut exprimer de façon simple l énergie d'un sous niveau Zeeman en fonction du champ (40). Pour un atome de spin nucléaire 3/2 (cas du potassium) on trouve ainsi que, dans les champs faibles, (x petit), les transitions se divisent en deux groupes, l'un de deux, l'autre de quatre composantes, associés respectivement aux sous niveaux F = 1 et F = 2. L'écart d'énergie entre les centres des deux groupes est égal à $2\, g_i\, \mu_B\, H$ correspondant à une variation de fréquence dans le champ terrestre de 200 c/s

pour K_{39} et 110 c/s pour K_{41} .

A l'intérieur d'un groupe les fréquences des transitions $m \rightleftarrows m + 1$ sont données par

$$\frac{g_j \mu_B}{4} H - \frac{2m + 1}{16} \frac{g_j^2 \mu_B^2}{\Delta E_o} H^2$$

Dans les champs faibles le terme en H^2 est petit mais non négligeable. L'écart entre les deux transitions consécutives dans le champ terrestre (0,5 oe) est égal à

$$\frac{1}{32} \frac{g_j^2 \mu_B^2}{\Delta E_o}$$

soit 530 c/s pour K_{39} et 1000 c/s environ pour K_{41} . Les valeurs pour les autres alcalins ont été rassemblés par Bloom (32) dans le tableau reproduit ci-dessous (Figure I 8)

atome	Nombre de sous niveaux Zeeman	Ecart entre deux raies voisines		Ecart entre les groupes en Hz
		en Hz	en gammas	
Na 23	5	138	19,8	1126
K 39	5	531	76	199
K 41	5	1005	144	109
Rb 85	7	36	7,7	411
Rb 87	5	36	5,2	1393
Cs 133	9	6,7	1,9	558

Fig. I 8

D'autre part, par suite du pompage optique, les différents sous niveaux Zeeman sont inégalement peuplés. Les signaux associés aux diverses transitions diffèrent donc non seulement en fréquence mais encore en amplitude et la raie de résonance présente une structure complexe qui a pu être résolue dans certains cas (41). Il faut pour cela se placer dans des conditions expérimentales (faibles valeurs de H_1 et de l'intensité lumineuse) qui ne sont nullement favorables à un bon fonctionnement du magnétomètre. Dans la pratique on cherche plutôt à augmenter le facteur de mérite k mais les diverses composantes de la raie de résonance ne sont plus séparées, même dans le cas favorable du potassium. En revanche la raie d'absorption prend un profil fortement dissymétrique représenté schématiquement sur la figure 1 9 a tandis que la figure I 9 b donne l'allure du signal issu du détecteur de phase*.

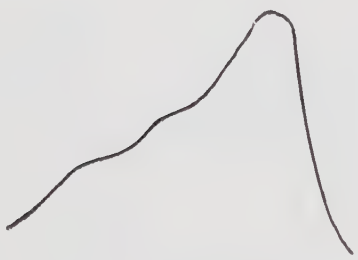


Fig. I 9 a

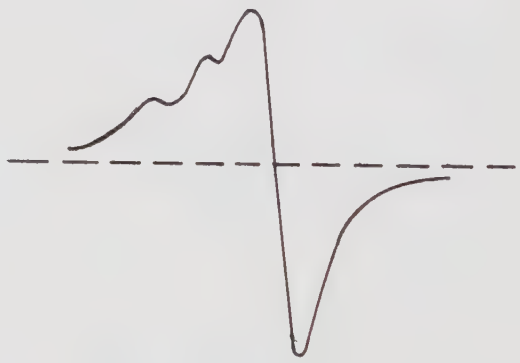


Fig. I 9 b

* - Voir les enregistrements réels donnés au chapitre V.

La condition d'asservissement $i_S = 0$ permet encore de définir une fréquence de résonance f_o qui correspond à une sorte de centre de gravité de la raie d'absorption mais l'inconvénient principal des magnétomètres à pompage optique réside dans l'évolution du profil de cette raie en fonction de l'orientation du faisceau lumineux par rapport à $\vec{H}_o$.

Un retournement complet du magnétomètre change en effet un pompage σ^+ en un pompage σ^- et la forme de la raie d'absorption est alors profondément modifiée. (41 bis). Le déplacement apparent de la fréquence de résonance peut atteindre plusieurs γ et, même dans le cas de rotations relativement faibles, la déformation du profil de la raie suffit à introduire des signaux parasites importants. On peut réduire la dissymétrie en utilisant deux cellules de résonance traversées en sens inverses par la lumière de façon que le signal global soit la somme de deux composantes complémentaires. Ce procédé, dû à Ruddock et Weaver (33), a été souvent employé, en particulier dans les magnétomètres aéroportés.

Toutefois et nous touchons là à une des limitations du pompage optique, même dans le cas où le magnétomètre est fixe, le profil de la raie évolue au cours du temps par suite de variations dans l'intensité et la composition spectrale de la lumière excitatrice. Dans le chapitre IV nous examinerons les moyens d'assurer à la source une stabilité maximum. Il n'en subsiste pas moins un certain vieillissement qui empêche les magnétomètres à pompage d'offrir à très long terme une stabilité comparable à celle des appareils à protons, particulièrement de ceux à précession libre.

L'application du pompage optique à la mesure du champ terrestre a fait en Amérique l'objet de recherches de Bender et de ses collaborateurs (42). Bell et Bloom sont à l'origine d'une version autooscillatrice (Varian) (43, 44, 45) souvent employée en géophysique (46). En France indépendamment de nos recherches personnelles (47) la Compagnie Générale de T.S.F. a développé un magnétomètre aéroporté à asservissement de fréquence qui a servi en particulier à établir la carte magnétique de

France en 1964.

A l'issue de ces quelques considérations théoriques on peut se demander si l'une des deux catégories de magnétomètres (appareils à protons ou à pompage optique) offre une supériorité marquée sur l'autre. Nous pensons qu'il s'agit dans une certaine mesure d'un faux problème. Les magnétomètres à pompage sont probablement un peu plus sensibles mais moins stables à longue échéance que ceux à protons. Ces derniers conviennent par conséquent mieux aux mesures absolues et à l'étude des phénomènes très lents. Pour l'étude des pulsations de période moyenne qui fait l'objet de nos recherches actuelles, les appareils à pompage sont à priori préférables.

CHAPITRE II

MAGNETOMETRES A ASSERVISSEMENT DE CHAMP.

Dans ces appareils on oblige la résonance à se produire à une fréquence fixe f_o, donc la cellule contenant la vapeur de potassium doit être placée dans un champ magnétique constant $\vec{H}_o$ tel que $f_o = \gamma H_o$. Pour obtenir ce résultat on ajoute vectoriellement au champ magnétique terrestre $\vec{H}$, variable, un champ $\vec{H}_o - \vec{H}$, colinéaire à $\vec{H}$, produit par un système d'asservissement. On a naturellement intérêt à choisir pour H_o la valeur moyenne du champ local H. Toutefois, même si cette condition est réalisée en un point donné, elle cesse ordinairement de l'être en un autre point, la variation pouvant atteindre plusieurs dizaines ou même plusieurs centaines de γ. Lorsque celle-ci n'est pas trop considérable ($< 500\ \gamma$) on ne change pas la valeur de la fréquence f_o ce qui entrainerait le remplacement de l'oscillateur, mais on ajoute à $\vec{H}$ un second champ $\overrightarrow{\Delta H}_o$ égal à la valeur moyenne de $H_o - H$. Ce champ que nous appellerons champ de compensation permet d'annuler les effets des variations spatiales du champ terrestre, la différence résiduelle

$$\overrightarrow{\Delta H} = (\vec{H}_o + \overrightarrow{\Delta H}_o) - \vec{H}$$

qui représente l'opposé des variations temporelles de ce champ restant produite par le système d'asservissement. L'enregistrement des fluctuations magnétiques naturelles s'obtient aisément à partir du courant d'asservissement qui leur est proportionnel pourvu que $\vec{H}$ et $\overrightarrow{\Delta H}$ soient colinéaires. S'ils font entre eux un angle α c'est la projection de $\overrightarrow{\Delta H}$ sur $\vec{H}$ qu'il faut considérer. Toutefois ΔH étant petit (10 γ au maximum) l'erreur commise est négligeable tant que cos α reste très voisin

de 1. On peut très bien par exemple accepter une erreur relative sur ΔH de 0,5% ce qui correspond à une incertitude de $\pm$ 5º sur la direction de $\overrightarrow{\Delta H}$, condition aisément réalisable. Il n'en reste pas moins que l'axe de l'appareil doit être orienté avec cette précision parallèlement au champ terrestre. Ce type de magnétomètre ne se prête donc bien qu'à des enregistrements à poste fixe. Pour les appareils mobiles nous avons dû recourir à l'asservissement de fréquence (Chapitre III).

I.) - Sondes.

Ce terme désigne la cellule de résonance et ses annexes, par opposition aux circuits électroniques qui en sont ordinairement séparés de plusieurs mètres. Ces derniers sont toujours en effet plus ou moins magnétiques et risqueraient de perturber le champ à mesurer.

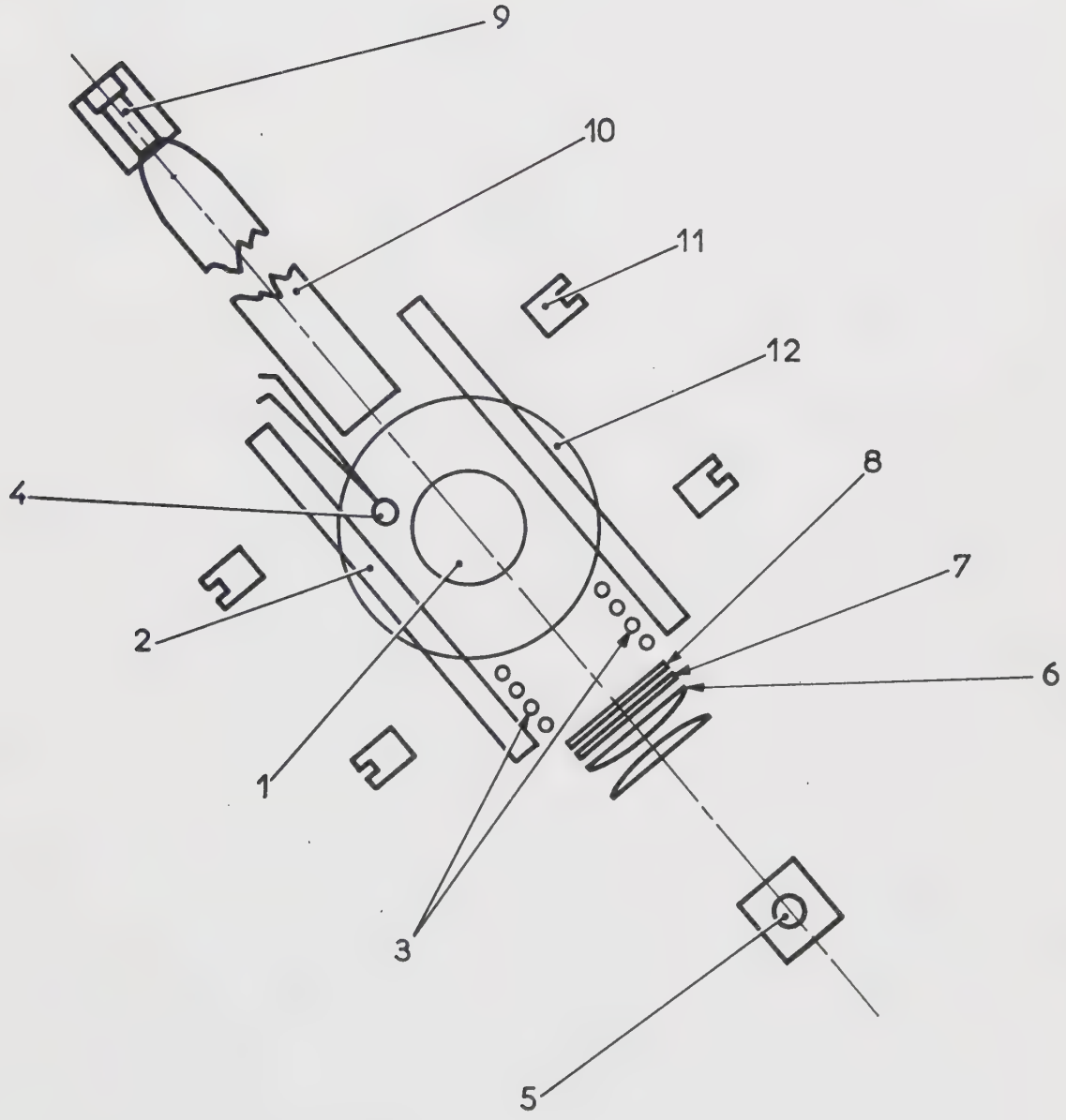
Tous les éléments de la sonde doivent en principe être aussi complètement amagnétiques que possible. Toutefois, dans le cas des appareils à asservissement de champ, tant qu'on ne cherche pas à faire de mesures absolues, un champ perturbateur résiduel n'est pas réellement gênant s'il est assez homogène sur l'étendue de la cellule pour ne pas élargir la raie.

Les éléments constitutifs d'une sonde à asservissement de champ sont rassemblés sur le schéma de la figure II 1 qui représente la plus récente version réalisée. On y trouve :

a) - La cellule de résonance (1) enfermée dans une enceinte thermiquement isolante (2) et chauffée par un enroulement (3), la température étant contrôlée par une thermistance (4).

b) - La source lumineuse et ses annexes (5).

c) - Le dispositif optique constitué par un condenseur (6) suivi d'un polariseur circulaire formé d'un polaroïd (7) et d'une lame 1/4 d'onde (8).



Le support 13 n'est pas représenté sur la figure

Fig. II. 1

d) - Le détecteur photoélectrique (9) et son tube collecteur de lumière (10)*.

e) - Deux bobines de Helmholtz (11) d'axe parallèle à $\vec{H}$ portant quatre enroulements distincts dont les rôles sont précisés plus loin.

f) - Deux autres bobines de Helmholtz (12) d'axe perpendiculaire au précédent produisant le champ HF, $\vec{H}_1$.

g) - Un support (13) donnant à l'axe du magnétomètre une inclinaison d'environ 65°, ordre de grandeur de l'inclinaison magnétique en France.

Nous allons examiner successivement ces divers éléments :

1) - Cellule . C'est un récipient sphérique en pyrex contenant une petite quantité (3mg environ) de potassium naturel. Pour éviter la désorientation qui intervient lors des collisions entre les atomes alcalins et la paroi par suite d'une adsorption sur le verre, celui-ci doit être revêtu d'une mince couche transparente d'une paraffine à longue chaîne, sur laquelle les atomes rebondissent plusieurs centaines de fois sans se désorienter.

La fabrication des cellules de résonance s'effectue de la manière suivante :

On connecte à une pompe à vide l'appareil de la figure II 2.

Dans le tube cylindrique de pyrex A coulisse un piston creux en laiton B, l'étanchéité étant assurée par des joints toriques C. Le piston se prolonge par un tube de nickel D fermé à son extrémité. Dans l'axe du piston et du tube de nickel court un élément chauffant coaxial E alimenté par une source de courant extérieure d'intensité réglable. L'extrémité F du tube D est recouvert extérieurement d'une légère couche de la

* - ou la cellule photovoltaïque et son préamplificateur.

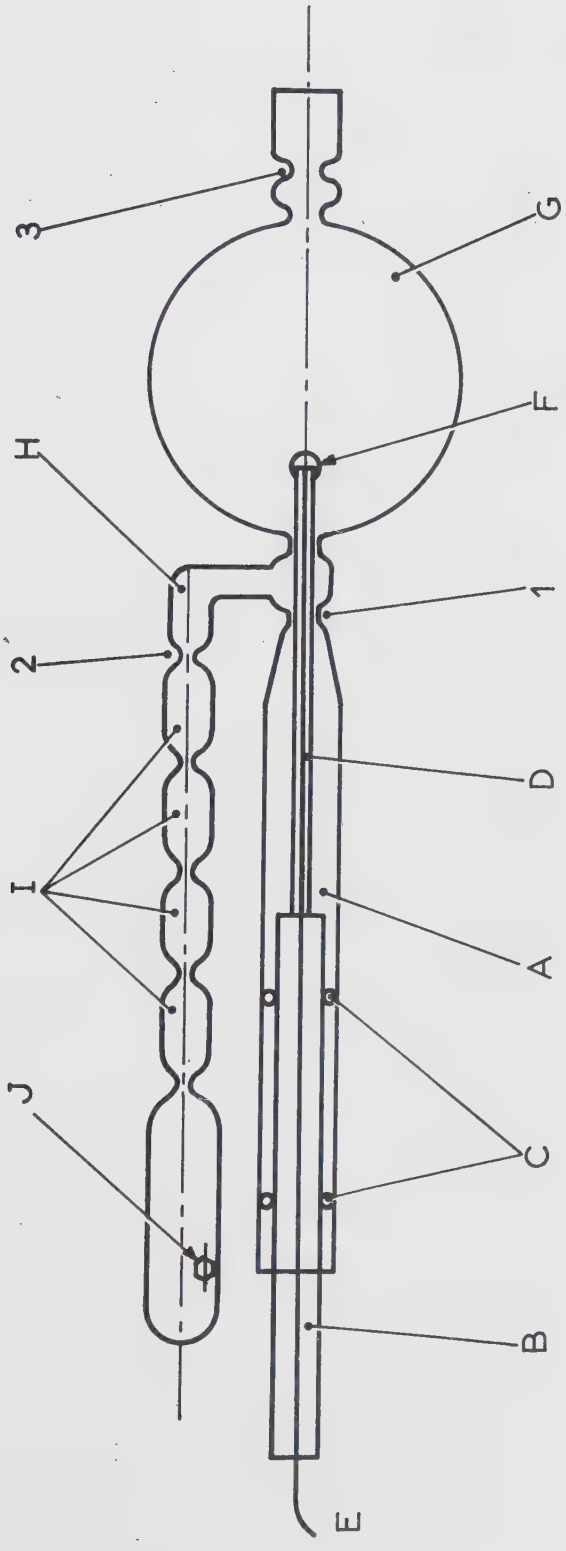


Fig. II. 2

paraffine à déposer. Après étuvage prolongé sous vide de la cellule G on amène l'extrémité F à peu près au centre de la sphère et on évapore lentement la paraffine qui se dépose uniformément sur la paroi. La pression, pendant cette opération, doit rester inférieure à $5\ 10^{-6}$ mm de Hg. On recule alors le piston d'une dizaine de centimètres et on scelle en (1). Le potassium préparé par réaction chimique en J (voir chapitre IV : Préparation des sources) est purifié par distillation à travers les réservoirs successifs I et amené dans le queusot coudé H. La distillation est conduite de façon que le potassium ne pénètre pas dans la cellule G ce qui contaminerait la paroi de paraffine.

On scelle ensuite au niveau de la constriction (2) et on amène la pression résiduelle dans G au-dessous de $3\ 10^{-7}$ mm de mercure après quoi on scelle définitivement en (3).

Les cellules ainsi remplies ne permettent pas d'obtenir immédiatement des signaux de résonance magnétique. Ceci est vraisemblablement dû à ce que les premiers atomes de potassium pénétrant dans la cellule se combinent à la paroi de paraffine qui possède toujours des liaisons chimiques libres. Dans les conditions d'utilisation normales (queusot légèrement plus froid que le reste de la cellule) le nombre d'atomes de potassium pouvant disparaître sur la paroi (qui croît avec la température de celle-ci) est beaucoup plus grand que celui des atomes pénétrant effectivement dans la cellule surtout si l'orifice du queusot est étroit. La pression de vapeur du potassium à l'intérieur de la cellule est alors très faible et le signal de résonance inobservable. Pour obtenir un fonctionnement correct il faut saturer préalablement de potassium la paroi de paraffine. La méthode due à Brossel et F. Grossetête a été décrite par ailleurs (48). Elle consiste à porter pendant quelques dizaines d'heures l'ensemble de la cellule à la température normale de fonctionnement, 70º C environ, et le queusot à une température plus élevée de 10º à 20º C. La

vitesse d'effusion à travers le queusot est alors suffisante pour réaliser la saturation de la paroi sans qu'une contamination appréciable de l'enduit en résulte

Il faut toutefois éviter de distiller un excès de potassium qui contaminerait définitivement la cellule. On obtiendrait bien ainsi la pression de vapeur saturante mais les zones contaminées désorientent les atomes pompés d'où une réduction de la durée de vie et un élargissement de la raie qui peut être très considérable.

(2) (3) (4) - Thermostat de cellule. Pour obtenir un signal de résonance maximum la pression de vapeur du potassium à l'intérieur de la cellule doit avoir une valeur bien déterminée. On peut régler celle-ci en faisant varier la température de la réserve de potassium métallique du queusot. Au bout de peu de temps il s'établit dans la cellule de résonance une pression voisine de la pression de vapeur saturante du métal*. Dans nos expériences l'optimum de signal était atteint pour une température de queusot de 65° C, le facteur de transmission optique de la cellule à la longueur d'onde de résonance étant alors voisin de 0,5.

Pour maintenir la cellule à 65° C, quelle que soit par ailleurs la température ambiante, un thermostat est indispensable. Il n'a pas besoin du reste d'être très perfectionné car une variation de $\pm$ 1° C autour de la valeur choisie n'a pas d'influence sensible sur l'amplitude du signal. En revanche, chauffer l'enceinte sans créer de champ magnétique parasite est un problème plein de difficultés.

Nous avons expérimenté divers moyens de chauffage présentant les caractéristiques requises. Les premiers appareils utilisaient l'oxydation catalytique du propane sur de l'amiante palladiée ou de la ponce platinée. Ce procédé assure un chauffage rapide et puissant, se prête

* - Sous réserve des conditions décrites ci-dessus.

bien au fonctionnement intermittent du thermostat et ne produit pas de champ magnétique mais il est lourd, et d'emploi peu commode même pour des appareils fonctionnant à poste fixe. Nous lui avons substitué par la suite un système de chauffage électrique dont le principal inconvénient réside évidemment dans le champ magnétique créé par le courant d'alimentation. Toutefois en utilisant un élément chauffant constitué de deux conducteurs coaxiaux et en le bobinant de manière que les faibles champs résiduels se compensent à peu près complètement, nous sommes arrivés à introduire le circuit de chauffage dans l'enceinte renfermant la cellule de résonance à moins de 10 cm de cette dernière. Dans ces conditions un courant continu* de chauffage de 1 A produit un champ magnétique parasite de l'ordre de 0,3 γ . Comme le thermostat ne fonctionne pas en tout ou rien, mais ajuste au contraire le courant de chauffage en fonction de la température ambiante, les variations au cours du temps de ce champ n'excèdent pas 0,03 γ et sont toujours très lentes. La dérive est en général inférieure à 0,01 γ par heure une fois l'équilibre thermique atteint.

La sonde thermique pilotant le thermostat est disposée au voisinage immédiat du queusot. Les thermistances usuelles à coefficient de température négatif (CTN) sont constituées de matériaux magnétiques et provoquent une perturbation sensible du champ. Aussi les avons nous remplacées par des thermistances à coefficient de température positif** (CTP) qui n'ont pas cet inconvénient. En revanche la loi de variation de ρ avec la température étant moins pratique et la fourchette d'emploi

* - Un chauffage alternatif à fréquence relativement élevée (quelques kilocycles) est évidemment beaucoup moins gênant du point de vue magnétique. Toutefois le désir de réaliser des appareils autonomes fonctionnant sur accumulateurs avec une consommation réduite d'énergie nous a incité à rechercher une solution en courant continu.

**- Fabriquées par la Société Siemens .

assez faible, le thermostat est un peu moins facile à réaliser.

L'isolement thermique est assuré par une résine expansée de type courant. Le maintien à 65º C d'un volume de l'ordre de 2 litres exige à peu près 15 watts, lorsque la température ambiante est de l'ordre de 20º c.

(5) - La source lumineuse étant un des éléments les plus importants du magnétomètre fait l'objet d'une étude spéciale (Voir chapitre IV).

(6) (7) (8) - La partie optique est très classique. Elle comprend un condenseur formé de deux lentilles plan convexe de 80 mm de diamètre utile, ouvert à f/1,2. La source lumineuse est située un peu en arrière du foyer objet de façon que le faisceau de sortie soit très légèrement convergent.

Le polariseur circulaire est formé de l'association d'un polaroïd HN 38 polarisant l'infrarouge proche et d'une lame 1/4 d'onde, en mica. Les lames obtenues par clivage à partir de feuilles plus épaisses sont triées d'après les couleurs de polarisation chromatique (la différence de marche pour la raie de résonance du potassium est le plus souvent voisine de $5\lambda_m/4$, λ_m étant la moyenne des longueurs d'onde de D_1 et de D_2). Leurs axes sont ensuite géométriquement orientés à 45º de la direction de polarisation du polaroïd. La qualité des polariseurs circulaires ainsi obtenus est finalement contrôlée par la méthode de Dehmelt (Chapitre IV).

(9) (10) - Pour déceler les variations du coefficient de transparence de la cellule nous avons choisi, après essais de nombreux détecteurs, un photomultiplicateur infrarouge Dumont (8062)*. Le flux lumineux total étant relativement important, seules les quatre premières

* - Nous avons aussi utilisé des photomultiplicateurs 150 CVP de La Radiotechnique , à peu près équivalents.

dynodes sont utilisées, les autres étant réunies à la plaque. L'alimentation se fait par une batterie de piles de 630 volts. Le gain en courant est alors voisin de 500.

Ses électrodes étant en nickel, métal magnétique, le photomultiplicateur modifie le champ environnant. Pour garder à cette perturbation une valeur acceptable nous avons été obligés d'éloigner le détecteur photoélectrique de la cellule de résonance d'au moins 70 cm. La lumière ayant traversé la cellule est conduite jusqu'au photomultiplicateur par un tube collecteur en pyrex aluminé intérieurement. La forme du tube est celle représentée sur la figure II 1. Elle est conçue pour concentrer sur la photocathode toute la lumière pénétrant dans l'orifice du collecteur. En réalité à cause des pertes par réflexion le facteur de transmission est seulement de 0,85 mais il reste supérieur à celui d'un système optique équivalent constitué de lentilles.

Malgré ses avantages l'emploi d'un photomultiplicateur constitue une servitude incommode en raison de la tension élevée d'alimentation, de la forte valeur de l'impédance de charge et de la perturbation magnétique résiduelle même lorsqu'on utilise un tube de lumière. Des performances à peine inférieures peuvent être obtenues en employant comme détecteur, une cellule photovoltaïque au silicium à condition de choisir soigneusement la valeur de la résistance de charge à laquelle le rapport signal/bruit est très sensible. Dans ce cas le tube de lumière est inutile et on le remplace par une lentille à très grande ouverture (lentilles de Fresnel en plastique moulé construites par la Bolsey Corp.). Le gain supplémentaire nécessaire est procuré par un préamplificateur.

(11) - Sur l'axe du magnétomètre sont disposées deux bobines de Helmholtz de 600 mm de diamètre, formées d'une carcasse de Permali portant quatre enroulements distincts superposés.

a) - Un enroulement de 24 tours de fil de cuivre produisant le

Planche I : Magnétomètre à asservissement de champ en fonctionnement à Florac (Lozére). On distingue en haut à gauche le logement du tube porte-lumière et le photomultiplicateur.

champ de compensation ΔH_o. (70 γ par mA).

b) - Un enroulement de 22 tours produisant le champ d'asservissement ΔH (63 γ par mA).

c) - Un enroulement de 9 tours produisant le champ de balayage et alimenté par un oscillateur 80 c/s (25 γ par mA).

d) - Un enroulement de 11 tours servant à la calibration du magnétomètre à l'aide d'un courant connu (32 γ par mA). On peut également l'utiliser pour la recherche automatique de la résonance dans le cas d'appareils autonomes.

Ces différents enroulements sont reliés aux circuits électroniques correspondants par un câble multiconducteur blindé.

(12) - Les bobines HF de 40 cm de diamètre portent un seul enroulement de 18 tours de fil relié par un coaxial à l'oscillateur à quartz fournissant f_o.

(13) - La première version réellement opérationnelle des magnétomètres à potassium était conçue pour permettre un réglage de l'inclinaison en fonction du lieu de l'expérience. Par la suite nous avons supprimé cette possibilité pour alléger l'appareil et accepté une inclinaison fixe de 65°. Elle permet l'utilisation des magnétomètres à peu près partout en France en restant dans les tolérances définies plus haut (0,5% d'erreur relative sur ΔH).

II) - Circuits Electroniques.

L'ensemble des circuits électroniques assurant le fonctionnement du magnétomètre peut se diviser en un certain nombre d'éléments distincts :

a) - L'oscillateur BF qui sert à provoquer le passage périodique par la résonance.

b) - L'oscillateur HF à fréquence fixe fournissant le champ H_1.

c) - L'amplificateur du signal photoélectrique.

d) - Le comparateur de phase et l'étage de sortie.

e) - Le circuit de compensation du champ H_o.

A ces éléments principaux il convient d'ajouter :

f) - Les circuits d'alimentation.

g) - Trois régulateurs contrôlant respectivement les températures de la cellule, du queusot de la source et d'une enceinte abritant l'oscillateur à quartz et le circuit de compensation.

Enfin l'oscillateur HF de source et son alimentation stabilisée seront examinés au chapitre IV.

Au cours des mises au point successives du magnétomètre, l'électronique a naturellement considérablement évolué. La description ci-dessous concerne la plus récente version.

1) - Oscillateur BF.

Le rôle de l'oscillateur BF est double. D'une part il assure, grâce à un petit champ alternatif dH produit par deux bobines de Helmholtz, le passage périodique du champ par la valeur particulière H_o^*, correspondant à la résonance, d'autre part il fournit le signal de référence au comparateur de phase.

L'amplitude de dH est de 20 à 30 γ environ ce qui correspond à un courant dans les bobines inférieur à 0,5 mA. Ni la fréquence, ni l'amplitude du champ de balayage n'ont besoin d'être très stables, c'est dire que la première fonction de l'oscillateur n'exige aucune performance particulière. Par contre les signaux de référence délivrés au comparateur de phase doivent avoir une amplitude très constante.

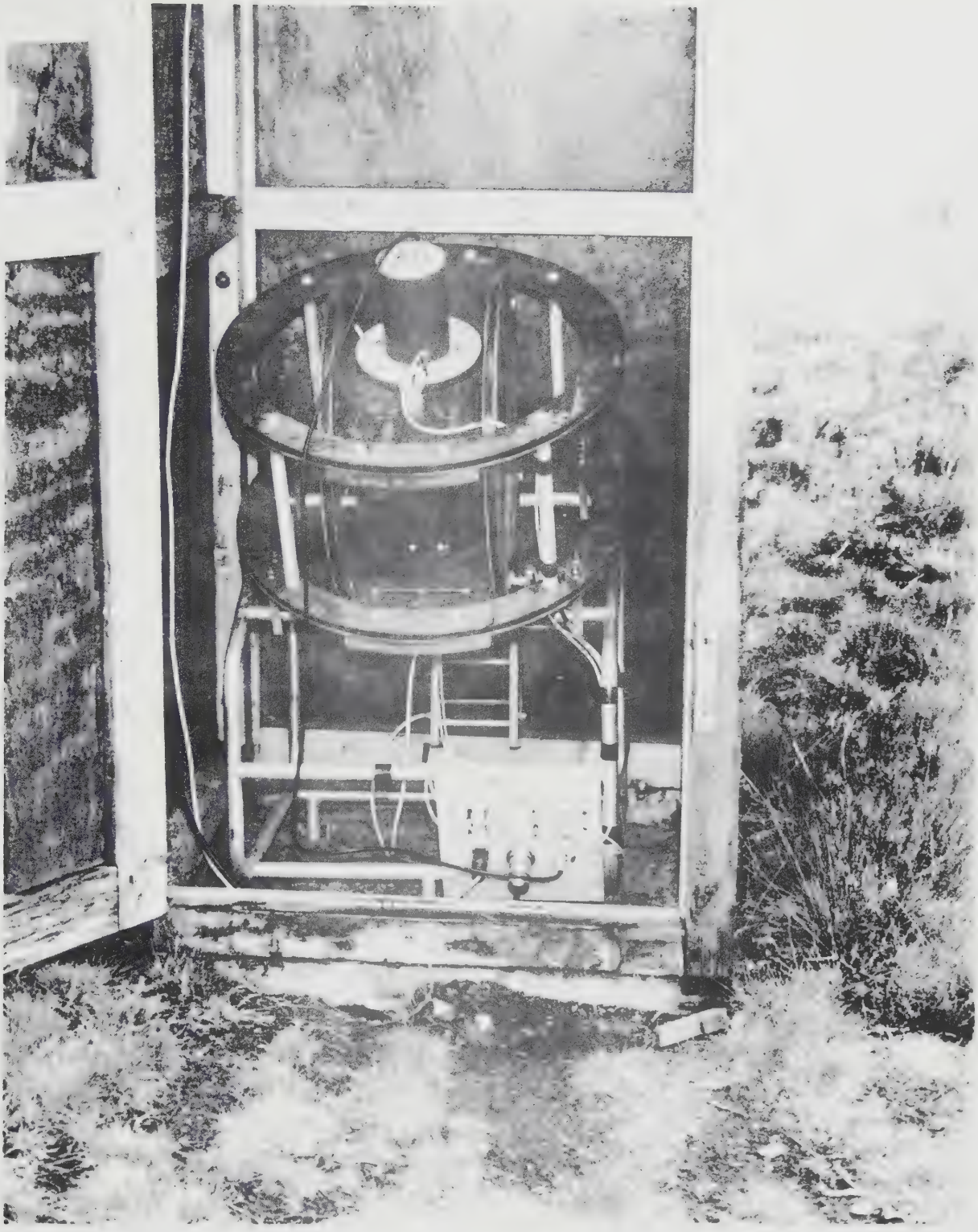


Planche II : Magnétomètre à asservissement de champ, en fonctionnement à Ker Neveste (Morbihan). Ce modèle, allégé par rapport au précédent, ne comporte pas de réglage d'inclinaison.

En principe, la chaîne étant symétrique, il ne devrait pas en être ainsi mais l'équilibrage des deux voies n'est jamais assez parfait pour qu'une variation d'amplitude de la référence n'entraine aucune variation du signal de sortie. Compte tenu de la sensibilité du magnétomètre le niveau* de la référence ne doit pas varier de plus de 0,5%.

Il est difficile d'obtenir une telle performance d'un oscillateur sinusoïdal en particulier dans une large gamme de températures de fonctionnement. Nous avons préféré utiliser un générateur d'ondes carrées dont la forme d'onde est très stable et l'amplitude peut être limitée de façon précise par des diodes Zener. On obtient ainsi un niveau de référence parfaitement constant (à 0,1% près environ).

Ce générateur se compose d'un oscillateur de relaxation à UJT à 160 c/s suivi d'une bascule bistable. Un adaptateur d'impédance à niveau réglable alimente directement les bobines de balayage.

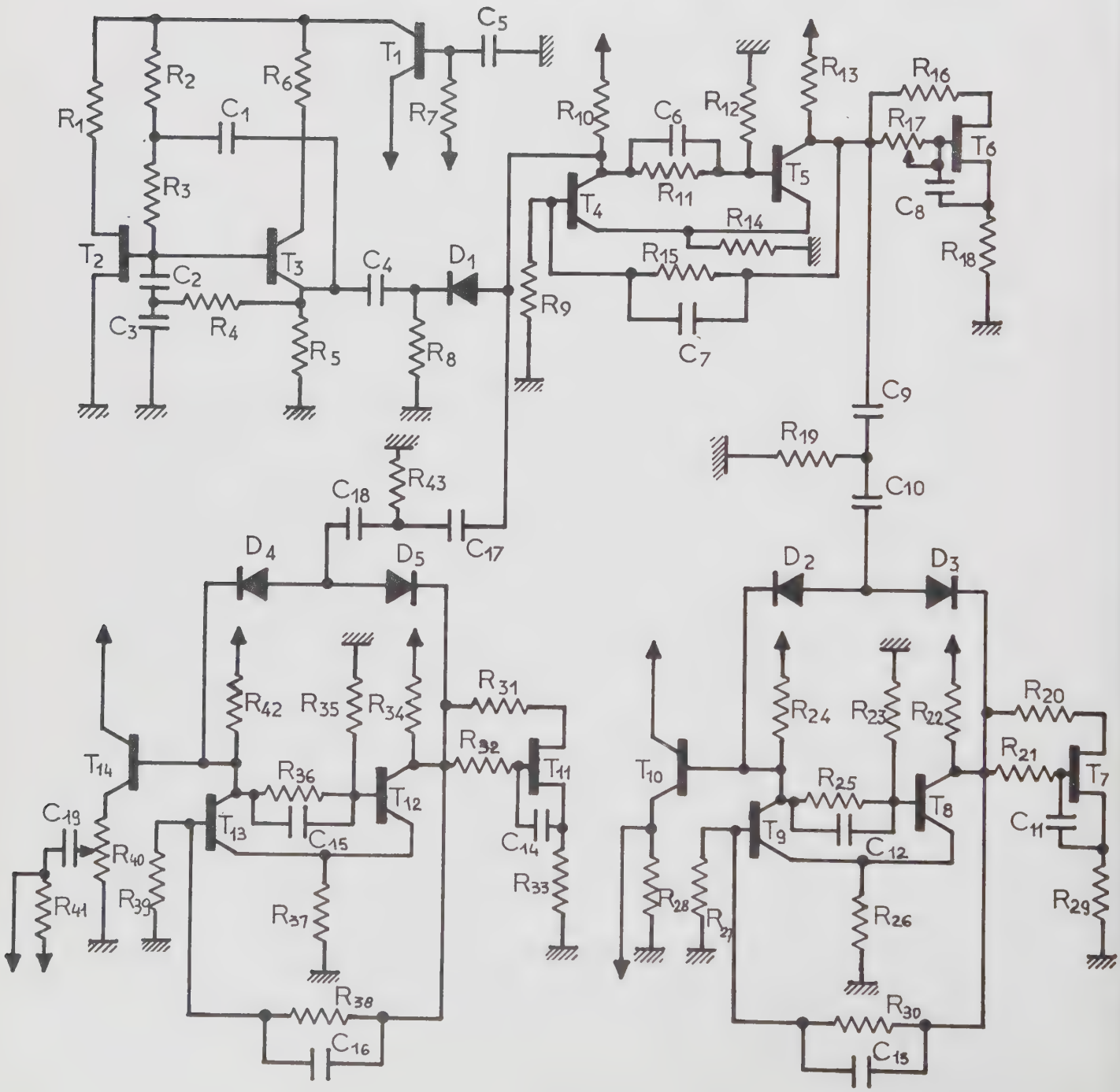
Le signal de résonance au niveau des cellules présente par rapport au champ de balayage un écart de phase φ qui dépend de la fréquence de ce dernier et de la largeur de raie. Ordinairement cet écart est de l'ordre de 20º à 30º mais il peut varier légèrement suivant les conditions de fonctionnement du magnétomètre. Pour assurer à la détection synchrone un fonctionnement optimum il est nécessaire de compenser cette rotation de phase, une variation de quelques degrés n'affectant pas sensiblement le courant de sortie, lorsque φ reste voisin de 0.

On peut parvenir à ce résultat en insérant dans la chaîne d'amplification divers circuits déphaseurs. Nous leur avons préféré une technique plus compliquée mais d'une grande souplesse de fonctionnement.

Le principe du déphaseur utilisé est le suivant. Le générateur

* - Par niveau il faut entendre la valeur moyenne du signal calculée sur une demi-période. Une amplitude stabilisée, mais une forme d'onde variable, fournit une référence instable.

Fig. II. 3 _ Oscillateur _ Déphaseur



R_1 360 Ω	R_{28} 2 kΩ	C_1 1 µF
R_2 33 kΩ	R_{29} 22 Ω	C_2 C_3 C_8 C_{10} C_{18} 0,1 µF
R_3 100 kΩ	R_{30} 30 kΩ	C_4 1000 pF
R_4 68 kΩ	R_{31} 470 Ω	C_6 C_7 C_9 C_{12} C_{13} C_{15} C_{16} C_{17} 0,01 µF
R_5 2,4 kΩ	R_{32} 100 kΩ	C_{11} C_{14} 0,47 µF
R_6 1 kΩ	R_{33} 22 Ω	C_{19} 64 µF
R_7 20 kΩ	R_{34} 3,3 kΩ	
R_8 5,6 kΩ	R_{35} 6,8 kΩ	
R_9 6,8 kΩ	R_{36} 30 kΩ	
R_{10} 3 kΩ	R_{37} 100 Ω	T_2 T_6 2N1671B
R_{11} 30 kΩ	R_{38} 30 kΩ	T_1 T_3 T_4 T_5 T_8 T_9 T_{10} T_{12} T_{13} T_{14} 2N1711
R_{12} 6,8 kΩ	R_{39} 6,8 kΩ	T_7 T_{11} 2N1671
R_{13} 3 kΩ	R_{40} 1 kΩ	
R_{14} 100 Ω	R_{41} 12 kΩ	
R_{15} 30 kΩ	R_{42} 3,3 kΩ	D_1 D_2 D_3 D_4 D_5 16P1
R_{16} 470 Ω	R_{43} 4,7 kΩ	
R_{17} 50 kΩ		
R_{18} 22 Ω		
R_{19} 4,7 kΩ		
R_{20} 470 Ω		
R_{21} 100 kΩ		
R_{22} 3,3 kΩ		
R_{23} 6,8 kΩ		
R_{24} 3,3 kΩ		
R_{25} 30 kΩ		
R_{26} 100 Ω		
R_{27} 6,8 kΩ		

Valeurs des composants (Oscillateur-Déphaseur).

d'impulsions à UJT n'attaque pas directement le bistable fournissant le courant de balayage, mais un circuit monostable délivrant une tension rectangulaire dont la largeur est réglable entre une valeur très faible et 1/160 de seconde. Le bistable de balayage est déclenché par le front de montée de cette tension tandis que le front de descente déclenche un second bistable. On obtient ainsi deux ondes carrées à 80 c/s dont l'une accuse par rapport à l'autre un retard réglable entre 0 et une demi période. C'est ce second signal qui sert de référence à la détection synchrone.

Lorsqu'on met le magnétomètre sous tension les bistables de balayage et de référence sont dans un état de repos non défini si bien que, une fois en marche, l'écart de phase entre balayage et référence peut être soit φ , soit $\varphi + \pi$. Pour lever cette indétermination on utilise, au lieu de bistables, des monostables (à UJT) délivrant des tensions rectangulaires de largeur voisine de 0,1 seconde. On retarde d'autre part de 1 seconde environ, grâce à un circuit RC, l'apparition des impulsions de commande issues du multivibrateur. La première impulsion trouve donc les deux bascules dans leur état stable qui est parfaitement défini. La fréquence de récurrence des impulsions suivantes étant très supérieure à 10 c/s, les deux monostables fonctionnent ensuite en bistables avec une relation de phase bien déterminée. La figure II 3 p.46 représente l'ensemble des circuits, la figure II 4 p. 49 l'allure des différents signaux.

2) - Oscillateur HF. (Fig. II 5 p. 51)

L'oscillateur HF produisant le champ H_1 à la fréquence de résonance doit avoir une stabilité aussi grande que possible. Nous avons réalisé un oscillateur à quartz de type classique dérivé du montage Colpitts. Pour éviter tout glissement dû à une éventuelle variation de charge, un premier adaptateur d'impédance isole l'étage oscillateur d'un

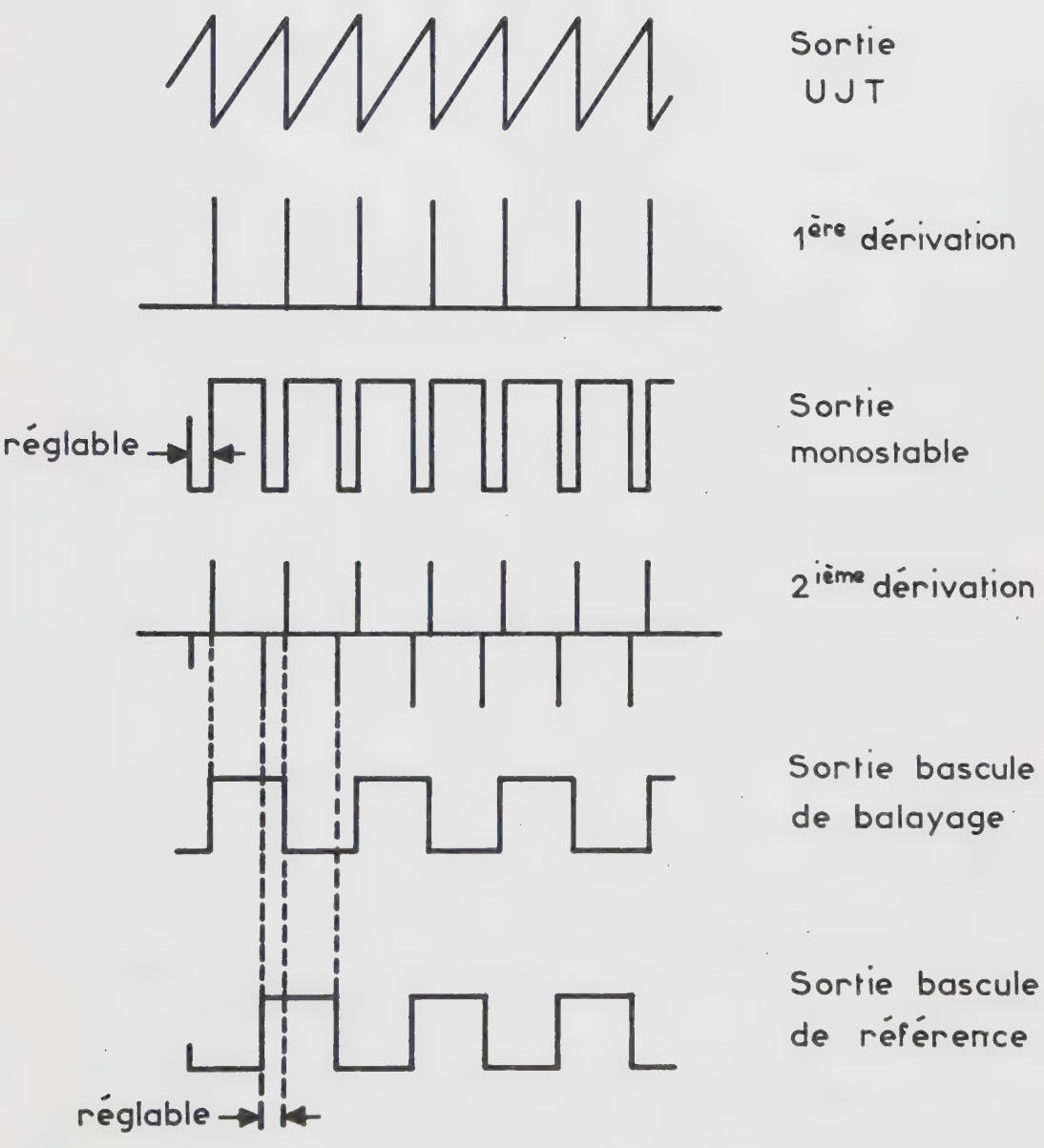

Sortie
UJT
1ère dérivation
réglable
Sortie
monostable
2ième dérivation
Sortie bascule
de balayage
Sortie bascule
de référence
réglable

Fig. II.4

étage amplificateur à gain réglable. La tension de sortie est finalement appliquée aux bobines de Helmholtz à travers un deuxième adaptateur d'impédance. La totalité des circuits est maintenue à une température constante de 45° $\pm$ 0,5° par un thermostat dont on trouvera plus loin la description.

La stabilité de l'oscillateur HF est excellente. La dérive reste inférieure à 2.10^{-7} par jour et la stabilité à court terme est certainement plus grande encore. L'erreur absolue introduite est au maximum de 0,01 γ

3) - Amplificateur des signaux photoélectriques.

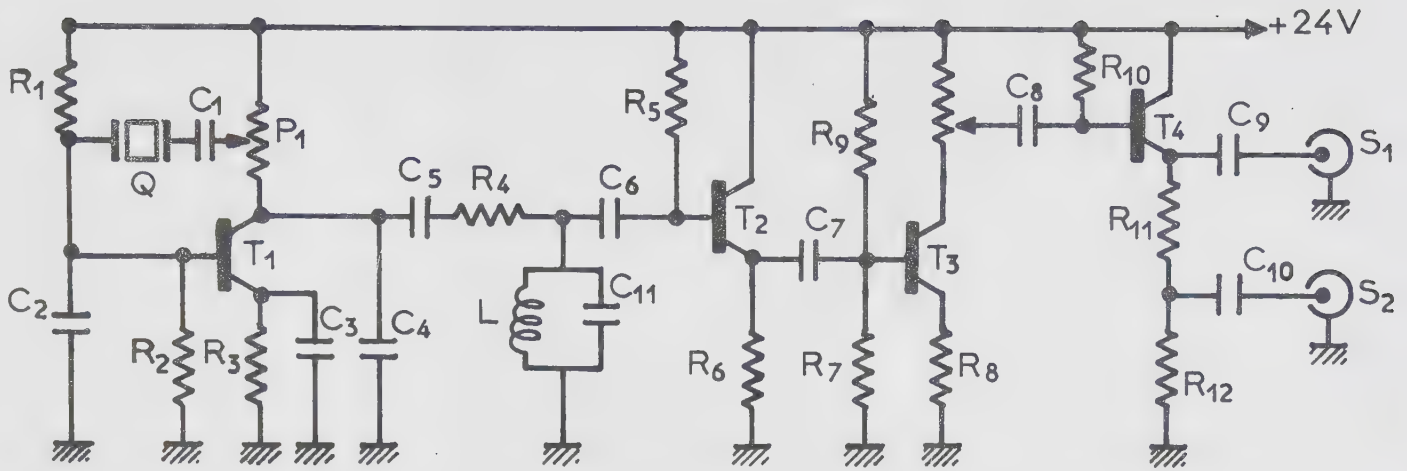
Cette partie est absolument classique. Dans le cas des magnétomètres équipés de photomultiplicateurs le détecteur est alimenté sous 630 V (7 piles de 90 V). Le gain est alors d'environ 500 et la résistance de charge voisine de 50 kω. L'amplificateur transistorisé qui lui fait suite est équipé d'un transistor Darlington adaptateur d'impédance (Ze $\simeq$ 500 Kω) suivi d'un étage amplificateur de gain 150 et d'un amplificateur symétrique fournissant à la détection synchrone deux tensions égales en opposition de phase.

Lorsqu'on remplace les photomultiplicateurs par des cellules photovoltaïques au silicium l'amplificateur est divisé en deux. D'une part, un préamplificateur composé d'un étage classique de gain 150 suivi d un émetteur follower placé immédiatement derrière la cellule (dans la tête du magnétomètre) et alimenté par piles. D'autre part, un amplificateur à deux étages identiques à ceux précédemment décrits. Le gain maximum de la chaîne est alors voisin de 5.10^4 .

4) - Comparateur de phase.

Lorsque le champ H_o a une valeur voisine de celle de résonance, le signal photoélectrique se présente comme une sinusoïde déformée de

Fig. II.5 _ Oscillateur 320 Kc



R_1 10 kΩ	C_1 3300 pF	L 90 µH	T_1 T_1 T_3 T_4 2N1711	Q 322 kc/s
R_2 2,2 kΩ	C_2 15000 pF			
R_3 1 kΩ	C_3 0,3 µF			
R_4 10 kΩ	C_4 500 pF			
R_5 510 kΩ	C_5 0,1 µF			
R_6 3 kΩ	C_6 0,1 µF			
R_7 2,2 kΩ	C_7 0,1 µF			
R_8 470 Ω	C_8 0,1 µF			
R_9 20 kΩ	C_9 0,1 µF			
R_{10} 220 kΩ	C_{10} 0,1 µF			
R_{11} 470 kΩ	C_{11} 2200 pF			
R_{12} 220 kΩ				

fréquence double de celle F de balayage. Le spectre de ce signal contient une composante à la fréquence F qui s'annule en changeant de signe lorsque H traverse la valeur particulière H_o* correspondant au centre de gravité de la raie de résonance.

La détection synchrone utilise cette variation de phase pour élaborer un signal d'erreur positif ou négatif (suivant la position relative de H et de H_o*) capable de piloter le système d'asservissement. Ici encore la solution retenue est la dernière d'une longue série d'essais. Elle consiste à ajouter à deux signaux, l'un en phase, l'autre en opposition de phase avec l'indication du détecteur photoélectrique, un même signal de référence en phase avec l'un d'eux*

Le circuit utilisé est reproduit sur la figure II 6 p. 54 . Il possède sur d'autres essayés précédemment l'avantage de permettre, moyennant quelques précautions, un niveau maximum de signal alternatif de l'ordre de 5 à 6 volts crête à crête. Contrairement à ce qu'on pourrait attendre, les instabilités de la tension de sortie qui limitent les performances du comparateur de phase prennent en effet naissance après la détection et sont liées à des microvariations thermiques dans l'amplificateur continu. Un accroissement du gain en alternatif réduit donc leur importance relative, tant que la saturation n'intervient pas. Dans le cas du comparateur de phase que nous utilisons, l'intégration s'effectue dans le collecteur du transistor mélangeur et la partie continue se réduit à un simple adaptateur d'impédance. Un signal d'entrée de 5 µV suffit à produire le courant de sortie maximum soit $\pm$ 7 mA suivant la valeur de la phase.

Dans ces conditions l'électronique est réputée "bonne", c'est-à-dire que le bruit est presque entièrement produit par la cellule photoélectrique lorsqu'elle est éclairée par la source. En l'absence d'éclai-

* - Grâce au système correcteur déjà décrit

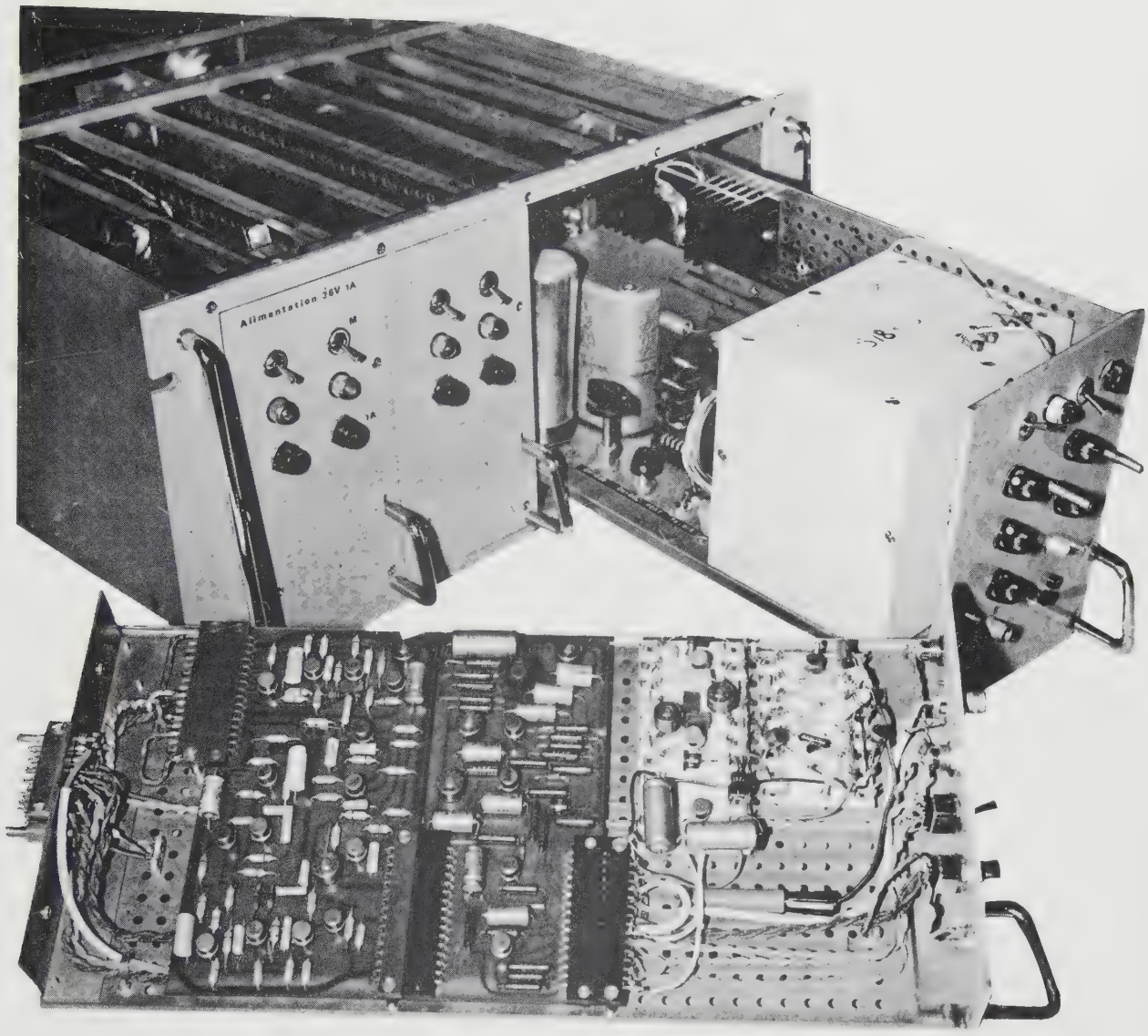


Planche III : Circuits électroniques du magnétomètre à asservissement de champ. L'électronique proprement dite est contenue dans le tiroir au premier plan. En arrière, on distingue l'enceinte thermostatée abritant l'oscillateur et les circuits de compensation. Les autres tiroirs renferment les alimentations stabilisées.

rement le bruit résiduel est équivalent à $2.10^{-3}\ \gamma$ environ.

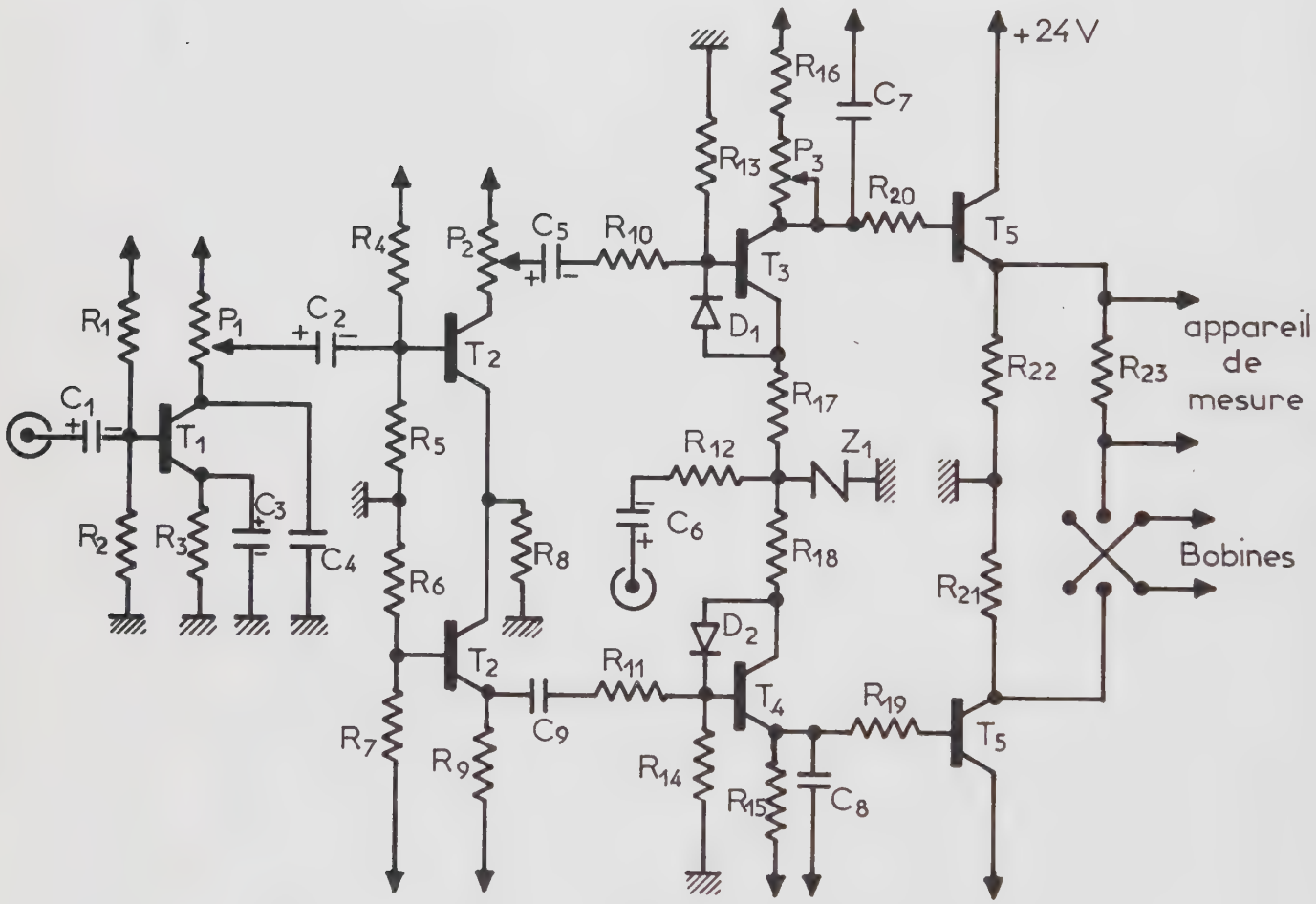
5) - Circuit de compensation.

Nous avons vu au début de ce chapitre l'intérêt d'un réglage continu du champ à l'emplacement de la cellule, permettant d'utiliser un même oscillateur dans une plage de mesure de l'ordre de 1000 γ ; et aussi de compenser la plus grande partie de la variation temporelle (lorsque celle-ci est importante) ce qui diminue l'erreur résiduelle d'asservissement. En contre-partie la création d'un champ homogène de 500 γ sur toute l'étendue de la cellule est très difficile. Même avec des bobines de Helmholtz d'assez grand diamètre (60 cm) nous n'avons pu éviter un élargissement de la raie de 10 à 15 γ pour la valeur maximum (500 γ) de la compensation. A cet égard l'asservissement de fréquence qui n'entraine aucun élargissement de la raie est plus avantageux. Cependant pour des mesures à poste fixe il est possible de choisir la fréquence de référence f_o très voisine de la valeur moyenne de résonance dans le champ local. La compensation reste alors inférieure à une centaine de γ et l'élargissent correspondant peut être négligé.

La réduction au minimum du champ de compensation est également souhaitable dans le cas de fortes variations thermiques au niveau du capteur. En effet les carcasses isolantes sur lesquelles est bobiné l'enroulement de compensation, ont des coefficients de dilation de l'ordre de 10^{-4} . Si l'on admet une variation diurne de l'ordre de 10° le champ créé par un courant constant subit une variation relative de 10^{-3}, soit 0,5 γ pour $\Delta H_o = 500\ \gamma$, valeur très importante.

Pour ces deux raisons nous nous sommes efforcés de travailler avec des champs de compensation qui ne dépassaient pas 100 γ . Une stabilisation du courant à 10^{-4} près est alors suffisante. Elle s'obtient sans difficulté à partir du circuit de la figure II 7 maintenu à température constante par un thermostat. Le courant de compensation

Fig. II.6 _ Détection Synchrone



VALEURS DES COMPOSANTS

R_1	22 kΩ
R_2	4,7 kΩ
R_3	470 Ω
R_4	10 kΩ
R_5	2,2 kΩ
R_6	2,2 kΩ
R_7	10 kΩ
R_8	1 kΩ
R_9	4,7 kΩ
R_{10}	4,7 kΩ
R_{11}	4,7 kΩ
R_{12}	2,2 kΩ
R_{13}	22 kΩ
R_{14}	22 kΩ
R_{15}	10 kΩ
R_{16}	6,8 kΩ
R_{17}	4,7 kΩ
R_{18}	4,7 kΩ
R_{19}	1 kΩ
R_{20}	1 kΩ
R_{21}	2 kΩ
R_{22}	2 kΩ
R_{23}	1 kΩ

T_1 T_3 T_4	2N 1711
T_2 T_5	2N 2223
D_1 D_2	15 P1
Z_1	110 Z4

P_1	2 kΩ
P_2	5 kΩ
P_3	5 kΩ

C_1	100 µF
C_2	100 µF
C_3	250 µF
C_4	1 µF
C_5	100 µF
C_6	100 µF
C_7	64 µF
C_8	64 µF
C_9	100 µF

traverse une résistance R_5 P_2 R_6 variable, et la chute de tension est comparée par T_2 à une zener Z_2 alimentée à courant constant par T_1 Z_1 R_2 . La stabilité est alors de $2\ 10^{-5}$ environ.

Pour les très faibles compensations qui exigeraient P_2 très grand et pour lesquelles une stabilité moindre est suffisante, on utilise un simple montage potentiométrique alimenté par T_1 Z_1 . On obtient alors une stabilité de $2\ 10^{-4}$.

6) - Alimentations.

Ce sont des alimentations 24 V commerciales ne présentant aucun caractère particulier. Leur stabilité en tension est de l'ordre de 0,1%.

7) - Régulateurs thermiques.

Nous avons choisi un système adaptant automatiquement la puissance de chauffage à la température à contrôler. Il possède, sur un régulateur tout ou rien, l'avantage de réduire au minimum la variation instantanée du courant de chauffage, donc la perturbation magnétique qui lui est associée.

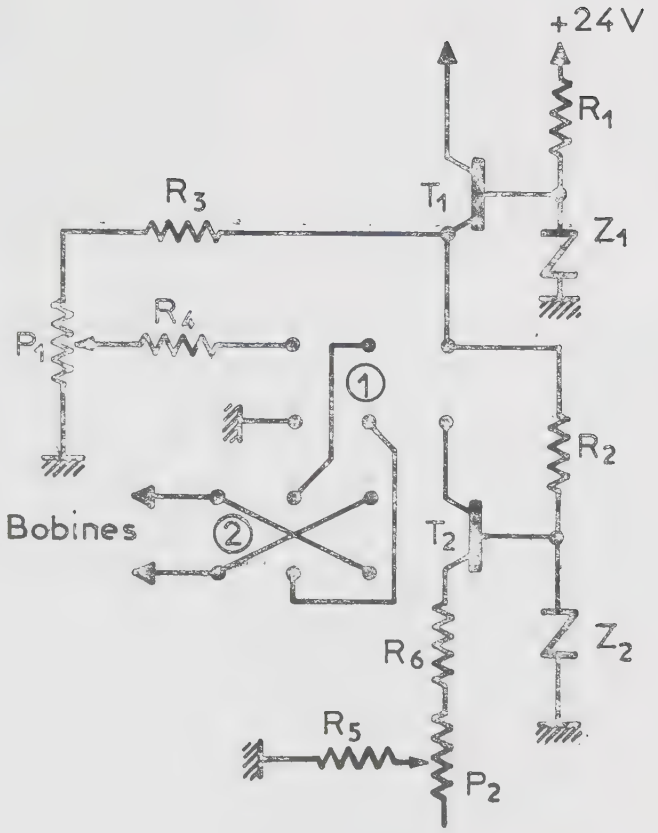
Le détecteur est une thermistance introduite dans un pont de Wheastone (Fig. II 8 p. 59) alimenté sous tension constante par Z_1 Z_2. L'amplificateur différentiel T_1 T_2 amplifie la tension de déséquilibre ce qui permet de piloter le courant de chauffage grâce à un double adaptateur d'impédance T_3 T_4.

La puissance maximum régulée est de l'ordre de 60 watts (pour les trois thermostats) fournis par une alimentation séparée. La température dans chaque cas est contrôlée à $\pm$ 0,2° C près environ.

8) - Compensation automatique.

L'amplitude des variations naturelles en un lieu donné au cours d'une journée peut atteindre 50 γ . Un appareil sensible à 1/50 de γ

Fig. II.7 _ Circuit de Compensation



R_1	2 kω	P_1P_2	1 kω 10 tours
R_2	2 kω		
R_3	6,8 kω	T_1T_2	2N1711
R_4	1 kω		
R_5	680 ω	Z_1	115Z4
R_6	contacteur 9020ω	Z_2	ECO 3055

(1) courant faible-fort

(2) sens du courant

doit posséder une dynamique de 2500 dix fois supérieure à celles des enregistreurs de type courant. Pour bénéficier pleinement des performances du magnétomètre il est nécessaire de modifier périodiquement ΔH_o afin de maintenir le courant d'asservissement à l'intérieur de l'échelle de l'enregistreur. Ceci s'obtient aisément en agissant sur le potentiomètre qui règle le courant de compensation. Pour un enregistrement de longue durée l'opération peut être rendue automatique à l'aide du servomécanisme décrit ci-dessous.

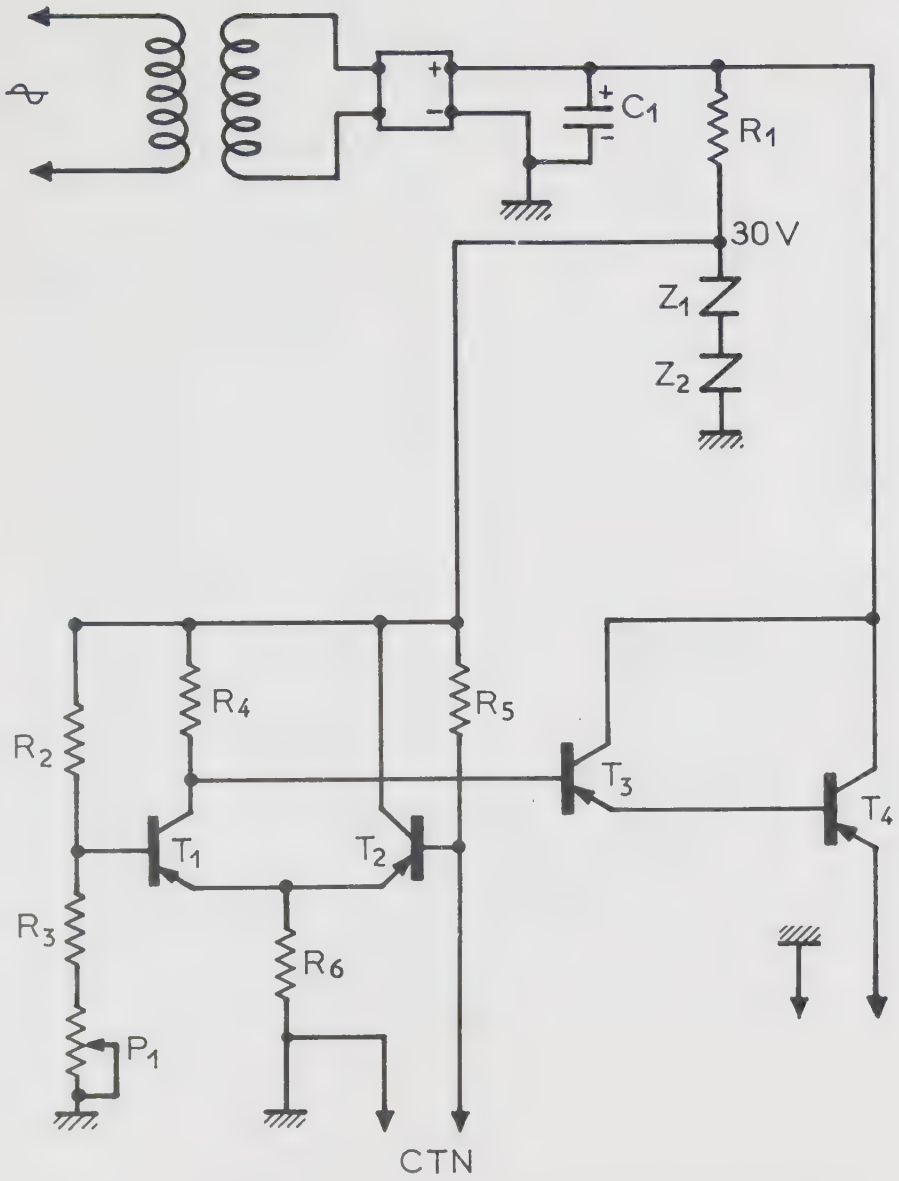
Le courant d'asservissement amplifié de 50 à 100 fois traverse deux relais galvanométriques G_1 et G_2 en série mais connectés en sens inverses. Lorsque ce courant atteint une valeur (réglable) correspondant sensiblement à l'extrémité droite de l'échelle de l'enregistreur le contact maxi de G_1 se ferme et met en marche un servomoteur qui ramène le courant d'asservissement vers 0 en agissant sur le potentiomètre de compensation. Le contact maxi de G_1 se rouvre aussitôt mais un relais auxiliaire empêche le moteur de s'arrêter avant que le courant d'asservissement n'ait effectivement atteint une valeur nulle*. L'enregistreur est ainsi ramené au centre de son échelle. Le détail de branchement des relais est indiqué sur la figure II 9 p.60.

Un montage similaire permet le recentrage à partir de l'extrémité gauche de l'enregistrement. Enfin un relais R_3 interdit la mise en marche du servomoteur en l'absence d'alimentation continue afin de protéger le potentiomètre de compensation.

Un interrupteur permet de mettre hors circuit la compensation automatique, la manoeuvre du potentiomètre se fait alors manuellement à l'aide des poussoirs P_1 et P_2 en parallèle sur les contacts maxi de G_1 et G_2 respectivement.

* - Et même légèrement négative car elle correspond à l'ouverture du contact mini de G_2 .

Fig.II.8_Régulateur Thermique Continu



R_1 1000 Ω
R_2 3,9 kΩ
R_3 470 Ω
R_4 10 kΩ
R_5 3,9 kΩ
R_6 1,5 kΩ

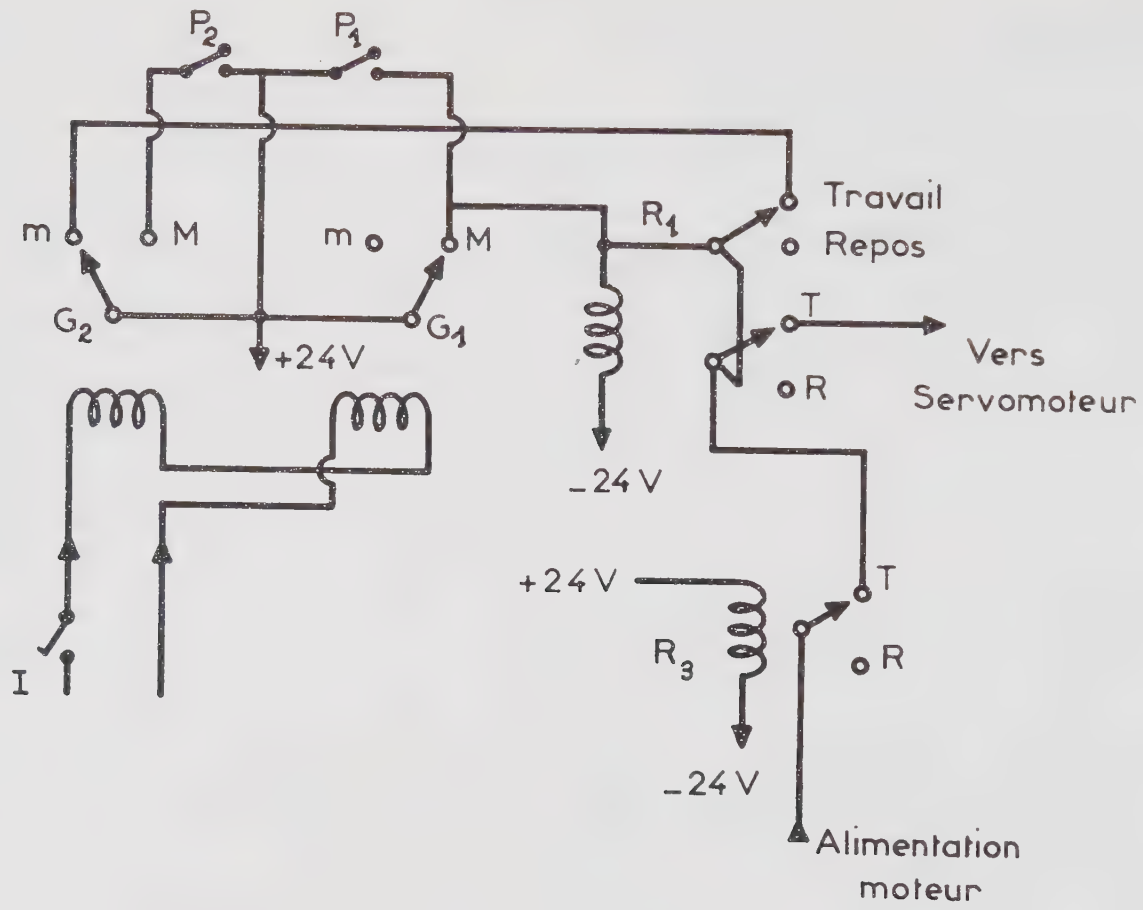
C_1 3200 µF

Z_1 Z_2 115Z4

T_1 T_2 2N1711
T_3 2N3054
T_4 2N3055

P_1 47 kΩ

Fig. II.9 _


P2
P1
m
M
m
M
G2
G1
+24V
I
R1
Travail
Repos
T
Vers
Servomoteur
R
-24V
+24V
T
R3
R
-24V
Alimentation
moteur

9) - Recherche automatique du signal.

Lorsqu'on met l'appareil en route le courant de compensation possède une valeur quelconque et le champ $H + \Delta H_o$ est en général différent de la valeur de résonance H_o. Dans ces conditions on n'obtient pas de signal photoélectrique et l'asservissement ne peut pas fonctionner. Pour utiliser le magnétomètre il est nécessaire de "l'accrocher" au champ en amenant $H + \Delta H_o$ au voisinage immédiat de H_o (en fait à l'intérieur de la raie de résonance centrée sur H_o). On effectue habituellement cette opération en agissant manuellement sur le potentiomètre de compensation, la présence du signal étant contrôlée à l'oscilloscope. Toutefois en prévision du décrochage accidentel d'un appareil laissé en fonctionnement sans surveillance, ou en vue de la réalisation de magnétomètres télécommandés on peut rendre la recherche automatique, à condition de disposer d'un critère permettant de distinguer le cas d'un courant d'asservissement nul par suite d'un parfait centrage sur H_o, de celui d'un courant nul par suite de l'absence du signal de résonance. Ce critère est la présence dans le signal photoélectrique, lorsque le magnétomètre est asservi au champ, d'une composante de fréquence double de celle de balayage, composante qui fait défaut lorsque l'appareil est décroché.

Le dispositif utilisé est alors le suivant : le signal photoélectrique prélevé à l'entrée du comparateur de phase est appliqué à un amplificateur accordé à 160 c/s dont la sortie est redressée puis filtrée. Lorsque le magnétomètre est asservi on dispose donc à la sortie, d'une tension continue qui sert à alimenter un relais R_4 bloquant le dispositif de recherche.

En l'absence de signal, R_4 retombe en position repos fermant le contact maxi du relais G_1 de compensation automatique, et provoquant la rotation continue du potentiomètre de compensation. Celui-ci

est un potentiomètre sans butée (servo),donc le courant de compensation varie au cours de cette rotation de la valeur 0 à sa valeur maximum. L'amplitude de l'excursion et la fréquence f_o du quartz de référence sont choisis pour que la valeur du champ local soit certainement à l'intérieur de la zone explorée quelle que soit la variation naturelle de H. Lorsque la valeur de résonance est atteinte le mécanisme d'asservissement joue. Il apparait un signal à 160 c/s qui actionne le relais R_4 et rouvre le contact de G_1. Etant donné le procédé de recherche le courant de compensation possède alors une valeur très voisine de celle qu'il doit avoir pour permettre l'enregistrement. La différence résiduelle est prise en charge par le système de compensation automatique décrit ci-dessus.

10) - Réalisations pratiques.

Au cours de nos recherches nous avons été amenés à construire une quinzaine d'appareils à asservissement de champ allant du montage de laboratoire à la version opérationnelle sur le terrain. Les planches I, II et III représentent deux de ces réalisations, l'une ayant servi en 1965 aux mesures dans le Massif Central, l'autre aux expériences de Bretagne en 1967. Le second modèle est très allégé par rapport au premier, grâce à l'abandon du réglage d'inclinaison et au remplacement des photomultiplicateurs par des cellules photovoltaïques. Il bénéficie d'une électronique améliorée lui conférant des performances deux fois meilleures à court terme et cinq fois meilleures à long terme. (Voir chapitre V).

CHAPITRE III

MAGNETOMETRE A ASSERVISSEMENT DE FREQUENCE

Lorsque le magnétomètre doit être déplacé et, a fortiori, lorsqu'il s'agit d'un appareil mobile on ne peut plus utiliser le principe de l'asservissement de champ puisque celui-ci implique un alignement de l'axe optique du système le long du champ magnétique $\vec{H}_o$. On doit alors recourir à l'asservissement de fréquence susceptible de fonctionner même lorsque l'axe de l'appareil fait un angle notable avec $\vec{H}_o$. Toutefois si cet angle est trop fort, supérieur à 60º par exemple, le signal de résonance magnétique devient très faible et l'asservissement cesse. Il existe par conséquent des angles morts à l'intérieur desquels aucune mesure n'est possible. Divers artifices permettent de remédier à cet inconvénient, fondés en général sur l'emploi de deux ou plusieurs têtes magnétiques d'orientations différentes, l'appareil choisissant automatiquement celle qui donne le meilleur signal. Cette précaution est de règle sur les engins spatiaux mais pour des mesures au sol telles que celles que nous avons effectuées, les conditions d'orientation sont sensiblement moins sévères. Nous avons pu utiliser en particulier le fait que, partout en France, on trouve une inclinaison importante du champ $\vec{H}_o$, de l'ordre de 60º environ. Dans ces conditions en rendant l'axe du magnétomètre vertical, direction facile à repérer et à maintenir, on est sûr de ne pas rencontrer d'angle mort quelle que puisse être par ailleurs l'orientation de l'appareil dans le plan horizontal. Le champ $\vec{H}_1$ de radiofréquence étant produit par des bobines horizontales, on voit que lorsque l'axe des bobines est orienté E - O la condition d'orthogonolatié entre $\vec{H}_1$ et $\vec{H}_o$ est parfaitement satisfaite tandis que

lorsqu'il est N - S la composante de $\vec{H}_1$ perpendiculaire à $\vec{H}_o$ est seulement de 0,87 H_1. Toutefois si on règle la valeur de H_1 de façon à avoir un signal de résonance magnétique optimum, une variation de 5 à 10% autour de cette valeur n'entraine pas de modification sensible du signal et par suite du coefficient d'asservissement. Une rotation de l'appareil autour d'un axe vertical ne crée donc pas de signal parasite important* (sous réserve naturellement d'une compensation magnétique convenable).

Oscillateur HF (Figure III 1)

La pièce maîtresse du magnétomètre à asservissement de fréquence est évidemment l'oscillateur HF. Celui-ci doit répondre à deux exigences en principe contradictoires; d'une part, avoir une bonne stabilité propre de fréquence à la fois moyenne et instantanée pour n'introduire ni signal parasite, ni élargissement de raie, d'autre part se prêter à des variations relatives de fréquence importantes afin d'assurer au magnétomètre un coefficient d'asservissement suffisant et une dynamique convenable.

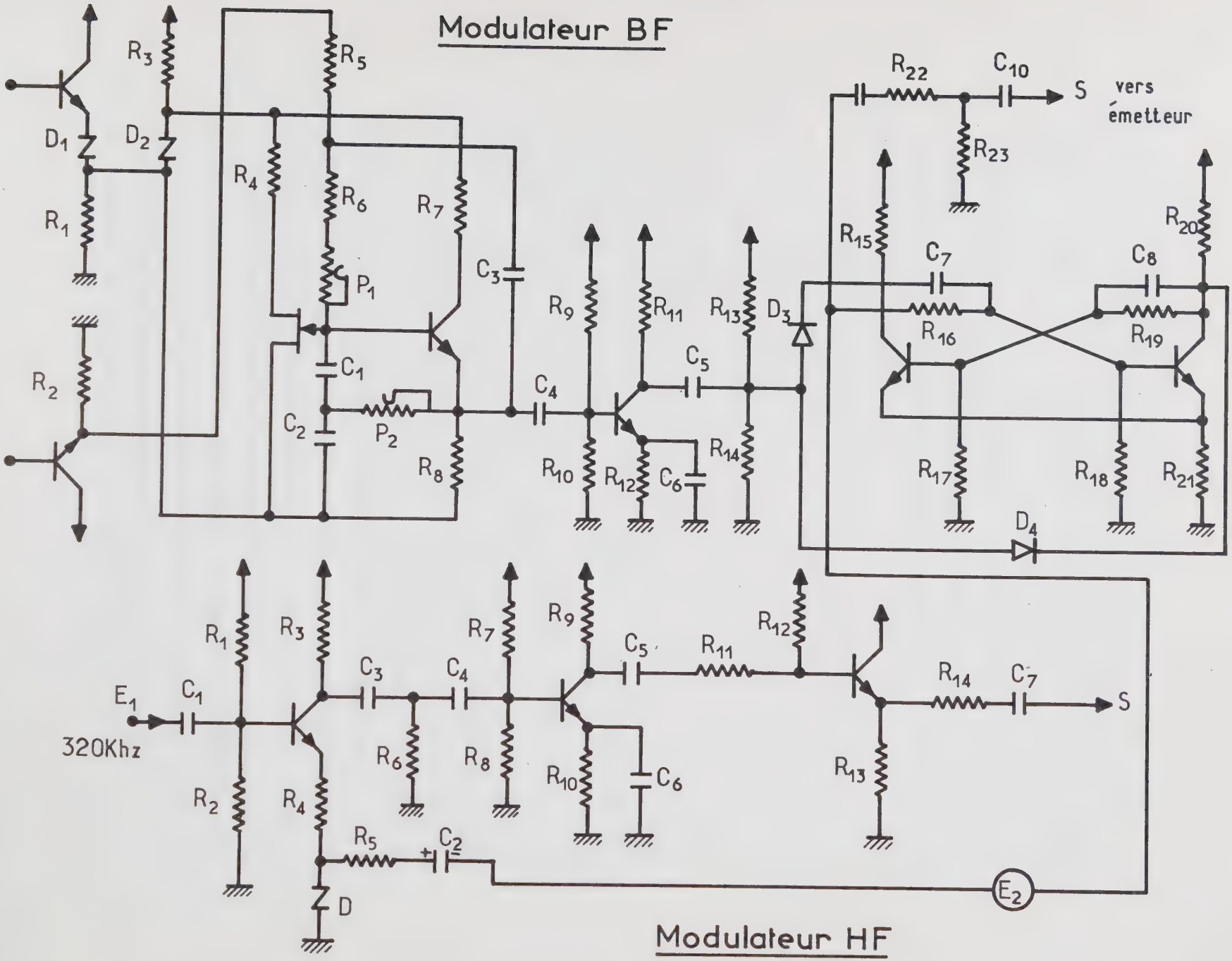
Les oscillateurs du type LC ou RC satisfont bien à la première condition mais assez mal la seconde, les oscillateurs de relaxation, bien la seconde et mal la première. Une solution employée dans la version aéroportée du magnétomètre à cesium construit par la C.S.F. (49) consiste à utiliser, pour produire la fréquence HF nécessaire, un battement entre deux oscillateurs de fréquences nettement plus élevées (environ 1,2 M c/s au lieu de 150 K c/s). Dans ces conditions l'excursion relative de fréquence est divisée par huit et ramenée à environ 4% de la fréquence la plus élevée, valeur admissible pour un circuit LC. L'un des deux oscillateurs est modulé sinusoïdalement à une fréquence de 80 c/s

* - Dans nos expériences nous avons malgré tout préféré opérer avec des appareils fixes, le champ H_1 étant orienté E - O.

avec une très faible amplitude, assurant ainsi le passage périodique par la résonance, l'autre reçoit le signal d'asservissement. La fréquence de battement est mesurée par un compteur digital ou envoyée dans un discriminateur.

Malgré une première série d'essais décevants, nous avons adopté un générateur HF à relaxation. Les premiers résultats avaient été obtenus en employant comme générateur un multivibrateur oscillant directement à la fréquence HF désirée, soit 162 K c/s environ pour les appareils à cesium ou 325 K c/s pour ceux à potassium. Dans ces conditions, ni la stabilité moyenne, ni surtout la stabilité instantanée, ne sont suffisantes pour assurer des performances valables au magnétomètre. C'est pourquoi dans nos expériences actuelles nous utilisons un oscillateur de relaxation à quelques kilocycles seulement. Le signal obtenu sert à moduler en amplitude un oscillateur de fréquence fixe $f_o = f \pm F$, f étant la fréquence de résonance dans le champ à mesurer. Par exemple f_o pourra être pris égal à 320 K c/s, et stabilisée par un quartz, le signal modulé comportant les fréquences $f_o - F$, f_o , $f_o + F$ (ou $f_o - kF$, f_o, $f_o + kF$ si la modulation n'est pas sinusoïdale) est envoyé sans autre précaution aux bobines fournissant le champ H_1. La largeur de raie dans le cas du potassium étant d'une centaine de cycles, seule une des composantes est susceptible de produire la résonance.

Le générateur de relaxation est un oscillateur à UJT suivi d'une bascule bistable, montage analogue à celui servant à produire le balayage en champ. (Voir chapitre II). La fréquence peut être ajustée entre 3000 c/s et 10.000 c/s, d'où une plage de mesure d'environ 1000 γ qu'on peut étendre à volonté en changeant l'oscillateur à quartz fournissant f_o. La stabilité de fréquence dans les conditions normales d'emploi est d'environ $3\ 10^{-3}$ soit dans le cas le plus défavorable 40 c/s ou 6 γ . Une fois l'asservissement réalisé, les glissements de fréquence du multivibrateur sont


Modulateur BF
R3
R5
R22
C10
S
vers émetteur
D1
D2
R23
R4
R6
R7
R20
R15
C7
C8
R1
P1
C3
R9
R11
R13
D3
R16
R19
C1
C5
R2
C4
C2
P2
R14
R8
R10
R12
C6
R17
R18
R21
D4
R1
R3
R7
R9
C5
R11
R12
C3
C4
R14
C7
E1
C1
S
320Khz
R6
R8
R10
C6
R13
R2
R4
R5
C2
D
E2
Modulateur HF

Valeurs des composants

Modulateur HF

R_1	20	Kω	R_8	7,5	Kω	C_1	0,1	µF
R_2	2,4	Kω	R_9	1,3	Kω	C_2	64	µF
R_3	5,6	Kω	R_{10}	1	Kω	C_3	100	µF
R_4	1,5	Kω	R_{11}	4,7	Kω	C_4	0,1	µF
R_5	10	Kω	R_{12}	330	Kω	C_5	0,2	µF
R_6	5,6	Kω	R_{13}	1	Kω	C_6	0,1	µF
R_7	20	Kω	R_{14}	470	ω	C_7	0,1	µF

T_1, T_2, T_3 : 2N 1711 D : 108 Z4

Modulateur BF

R_1	470	ω	R_9	20	Kω	R_{17}	6,8	Kω
R_2	2,2	Kω	R_{10}	2,2	Kω	R_{18}	6,8	Kω
R_3	680	ω	R_{11}	4,7	Kω	R_{19}	30	Kω
R_4	220	ω	R_{12}	1	Kω	R_{20}	2,4	Kω
R_5	10	Kω	R_{13}	3,3	Kω	R_{21}	430	ω
R_6	4,7	Kω	R_{14}	51	Kω	R_{22}	39	Kω
R_7	1	Kω	R_{15}	2,4	Kω	R_{23}	3	Kω
R_8	2,2	Kω	R_{16}	30	kω			

C_1	6800	pF	C_8	1000	pF	T_1	2N 2223
C_2	3300	pF	C_9	0,1	µF	T_2	2N 1671 B
C_3	1	µF	C_{10}	0,1	µF	T_3 à T_6	2N 1711
C_4	3300	pF					
C_5	0,1	µF				D_1	108 Z4
C_6	3300	pF	P_1	50	Kω	D_2	110 Z4
C_7	1000	pF	P_2	50	Kω	D_3, D_4	15 P1

divisés par le gain de boucle qui est supérieur à 1000. L'erreur résultante est au plus de $6\ 10^{-3}\ \gamma$ et peut être négligée. Par contre la dérive de l'oscillateur à quartz n'est pas divisée par le gain de boucle*, et il faut apporter à sa réalisation les mêmes soins que dans le cas du magnétomètre à asservissement de champ. La stabilité qu'on peut espérer obtenir est de 10^{-7} durant quelques heures, et environ $2,5\ 10^{-7}$ par jour ($1,3\ 10^{-2}\ \gamma$).

Le reste de l'électronique est semblable à celle des magnétomètres à asservissement de champ. En particulier le passage périodique par la résonance est, ici encore, assuré par un champ alternatif basse fréquence (80 c/s) $\overrightarrow{\Delta H_o}$ créé par une bobine d'axe vertical. La projection de $\overrightarrow{\Delta H_o}$ sur $\vec{H}_o$ est environ 0,87 ΔH_o compte tenu de la valeur de l'inclinaison et elle est constante au cours d'une rotation dans le plan horizontal. Une petite variation dans la grandeur de ΔH_o n'entraine d'ailleurs qu'une perturbation négligeable de l'indication du magnétomètre.

L'amplificateur et le comparateur de phase sont identiques à ceux précédemment décrits. Le signal d'erreur recueilli à la sortie de la dé-

* - En toute rigueur la grandeur asservie est la fréquence $f_o + F$, et ce sont ses variations qui sont divisées par le gain de boucle. En première approximation, on peut considérer f_o comme constante. $\Delta(f_o + F)$ s'identifie alors à ΔF ce qui justifie le raisonnement fait ci-dessus à propos de F.
L'influence des variations aléatoires de f_o (ci-dessous) est due à la méthode particulière employée pour enregistrer la fréquence f. Comme on le verra plus loin elle consiste à supposer f_o constante et ne s'intéresse qu'à la variation $f - f_o = F$. Or si f_o vient à varier de Δf_o (à f constante), le mécanisme d'asservissement provoque l'apparition d'une variation ΔF égale et opposée, d'où l'obligation de rendre Δf_o négligeable. En raison de la bonne stabilité des oscillateurs à quartz, nous avons malgré tout préféré cette méthode à celle qui consiste à compter directement la fréquence asservie f.

tection synchrone est appliqué à l'UJT à travers un adaptateur d'impédance . On obtient ainsi le pilotage en fréquence de l'oscillateur de relaxation. A une variation de champ de 0,1 γ est associée une variation de fréquence en boucle ouverte de 0,7 K c/s environ ce qui donne au coefficient d'asservissement une valeur voisine de 1000.

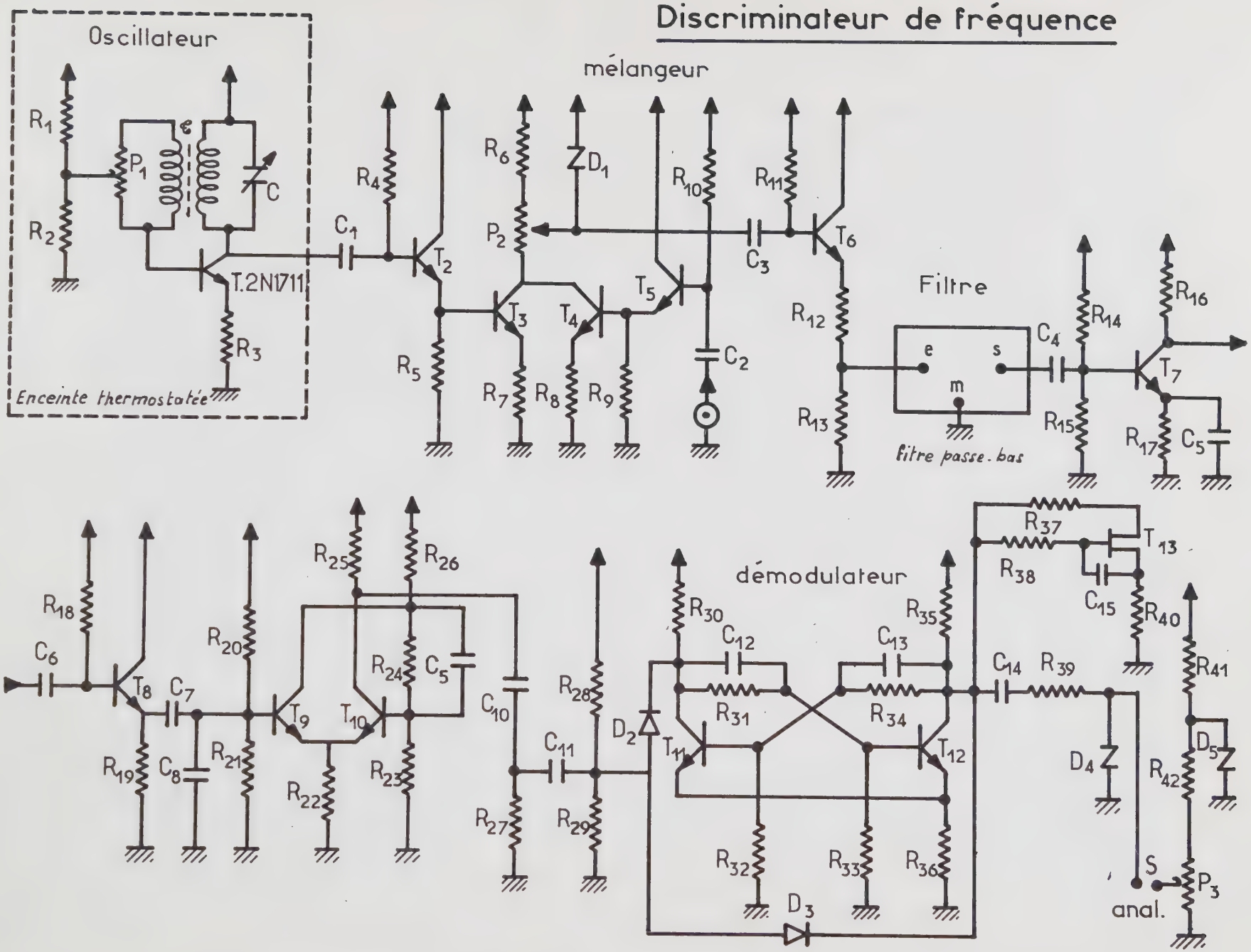
Comme dans le cas des magnétomètres à asservissement de champ nous avons étudié la stabilité propre de la chaîne en l'absence de signal d'entrée. Les dérives aléatoires observées sont dues principalement à l'influence de la température sur le comparateur de phase et l oscillateur de relaxation, mais le bruit ramené à l'entrée est au plus équivalent à $5\ 10^{-3}\ \gamma$ donc très inférieur à celui attribuable à l'ensemble source cellule dans les conditions habituelles de fonctionnement. L'électronique peut par suite être considérée comme satisfaisante.

La recherche de la résonance s'effectue normalement en modifiant la fréquence centrale de l'oscillateur à UJT. La compensation n'est plus nécessaire ce qui évite toute inhomogénéité et permet d'obtenir des raies un peu plus fines que dans le cas de l'asservissement de champ. Nous avons toutefois conservé un enroulement, coaxial à celui de balayage, qui permet de modifier de quelques γ la valeur du champ local, et d'ajuster commodément le zéro de l'enregistreur. Un autre enroulement identique est destiné à l'asservissement automatique dans le cas des magnétomètres télécommandés.

Mesure de la fréquence de résonance.

Lorsque le champ H_o à mesurer varie de ΔH_o, la fréquence de résonance varie de ΔF et, compte tenu de la faible valeur de ΔH_o, on peut admettre avec une excellente approximation que $\Delta F = k\ \Delta H_o$. Etant donnée la manière dont l'asservissement est obtenu il est clair que ΔF désigne

Discriminateur de fréquence



Valeurs des composants

R_1	30 Kω		R_{15}	10 Kω		R_{29}	47 Kω	
R_2	3 Kω		R_{16}	5,6 Kω		R_{30}	3,3 Kω	
R_3	2 Kω		R_{17}	2,2 Kω		R_{31}	33 Kω	
R_4	1 Mω		R_{18}	1 Mω		R_{32}	6,8 Kω	
R_5	1 Kω		R_{19}	4,7 Kω		R_{33}	6,8 Kω	
R_6	1 Kω		R_{20}	15 Kω		R_{34}	33 Kω	
R_7	2,2 Kω		R_{21}	1,3 Kω		R_{35}	3,3 Kω	
R_8	2,2 Kω		R_{22}	220 ω		R_{36}	100 ω	
R_9	1 Kω		R_{23}	1,3 Kω		R_{37}	470 ω	
R_{10}	1 Mω		R_{24}	10 Kω		R_{38}	47 Kω	
R_{11}	1 Mω		R_{25}	3,3 Kω		R_{39}	2,2 Kω	
R_{12}	3 Kω		R_{26}	3,3 Kω		R_{40}	10 ω	
R_{13}	620 ω		R_{27}	3,3 Kω		R_{41}	2,2 Kω	
R_{14}	51 Kω		R_{28}	3,3 Kω		R_{42}	1 Kω	

C_1	0,1 µF		C_6	32 µF		C_{11}	0,1 µF	
C_2	0,1 µF		C_7	32 µF		C_{12}	10000 pF	
C_3	0,1 µF		C_8	0,1 µF		C_{13}	10000 pF	
C_4	64 µF		C_9	1000 pF		C_{14}	6,4 µF	
C_5	250 µF		C_{10}	10000 pF		C_{15}	o,2 µF	

P_1	10000 ω		P_2	47000 ω		P_3	47000 ω	

D_1 : 107 Z4 D_2, D_3 : 15 P1 D_4, D_5 : 111 Z4

Tranformateur : 700 sp./7 sp. C var. de 1000 pF à 8200 pF.

Transistors : T_1 à T_{12} : 2N 1711 T_{13} : 2N 1671 B

la variation de fréquence de l'oscillateur de relaxation. Le problème de la mesure et de l'enregistrement de $\Delta H_o(t)$ se présente donc de la façon suivante : étant donnée une fréquence F de l'ordre de 5 à 10 kilocycles, déterminer à 0,1 c/s près environ ($1{,}6\ 10^{-2}\ \gamma$) la valeur d'une variation ΔF de quelques centaines de cycles, l'information étant si possible fournie de façon continue.

Une solution commode, mais coûteuse et imparfaite, consiste à employer un fréquencemètre digital, suivi d'une imprimante ou d'un convertisseur analogique. L'information est alors fournie de façon discontinue, en rythme du comptage. Pour avoir une précision de 0,1 c/s il faut, soit accepter un pointé toutes les dix secondes seulement, (cadence insuffisante pour l'étude des variations rapides), soit multiplier par 10 au moins la fréquence à mesurer d'où un supplément d'électronique de réalisation délicate.

Pour échapper à ces difficultés nous avons utilisé le fait que l'information est contenue dans la bande $F - \Delta F$, $F + \Delta F$, $2\ \Delta F$ représentant l'écart maximum de fréquence qu'il s'agit de mesurer et F une fréquence moyenne relativement basse. En faisant battre F avec un oscillateur à fréquence fixe F_o nous pouvons transférer l'information dans la bande $(F - F_o) - \Delta F$, $(F - F_o) + \Delta F$, $(F - F_o)$ étant par exemple de l'ordre de 100 c/s si ΔF est au maximum de 50 c/s.

La fréquence de battement est séparée par filtrage des autres composantes et appliquée à un démodulateur identique (à la fréquence centrale près) à ceux utilisés dans la transmission des signaux (voir chapitre VII). On obtient ainsi après compensation de la valeur moyenne de $(F - F_o)$, un signal proportionnel à ΔF. Nous verrons que ce système de démolution a de très bonnes performances. En particulier la variation aléatoire de la valeur moyenne de $(F - F_o)$ n'excède pas $3\ 10^{-4}$ et l'erreur de linéarité est inférieure à 0,1%. Dans l'exemple choisi l'étendue de mesure est

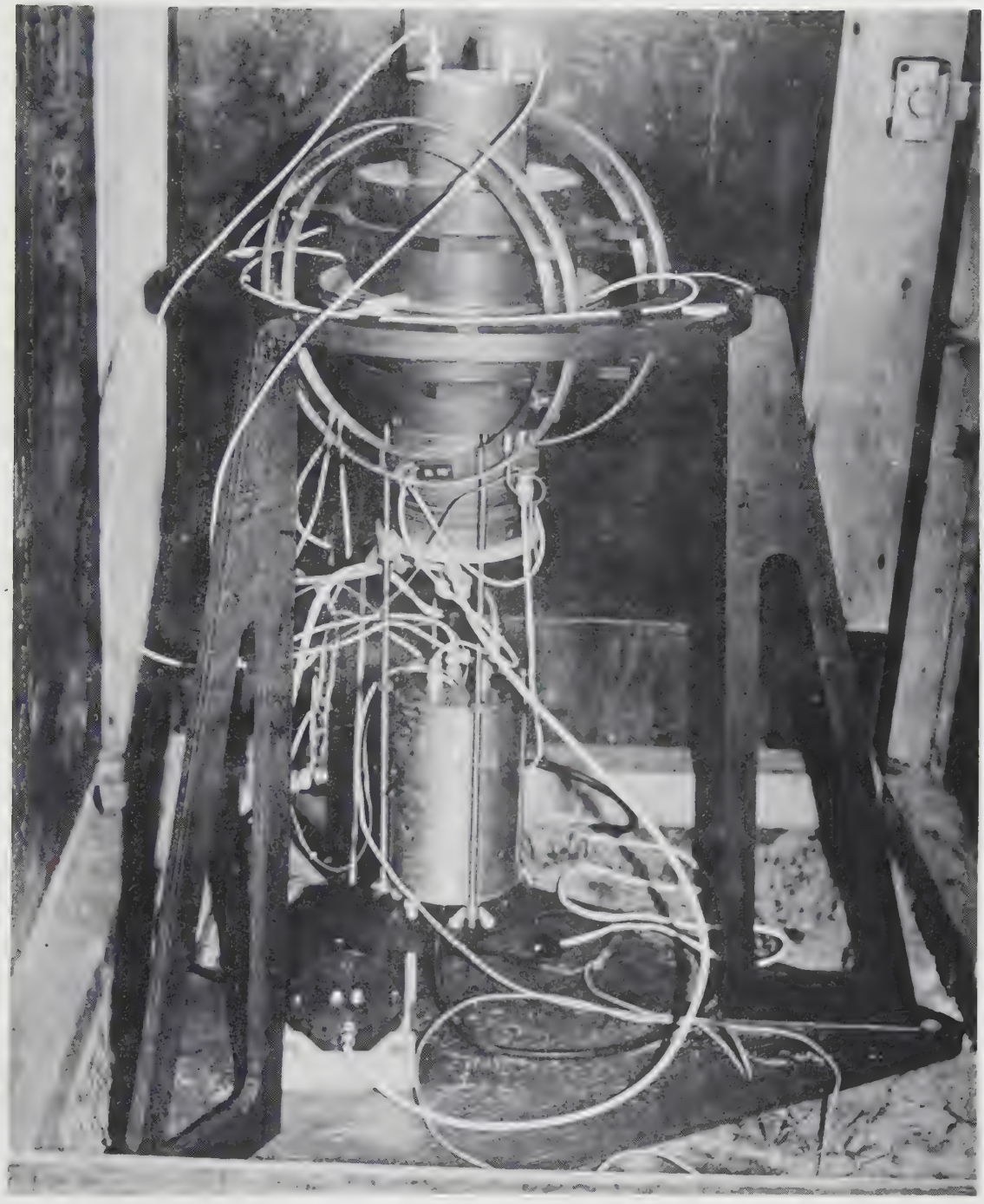


Planche IV : Magnétomètre à asservissement de fréquence en fonctionnement à Locmariaquer (Morbihan). L'enceinte cylindrique à la partie inférieure abrite l'ensemble des circuits électroniques.

de 100 c/s soit à peu près 15 γ et l'erreur maximum introduite par la démodulation est au plus 2 10^{-2} γ . Naturellement ceci suppose la fréquence F_o constante à mieux que 0,1 c/s soit environ 10^{-5} en valeur relative. Une telle stabilité est facile à obtenir avec un oscillateur à quartz mais dans ce cas F_o est fixe et la plage de mesure également. Cette solution est à réserver au cas d'un magnétomètre fonctionnant à poste fixe et possédant un système de compensation automatique qui permet de travailler à une valeur pratiquement constante du champ. On peut alors abaisser à 20 c/s la fréquence de battement et utiliser une échelle de mesure de 2,5 γ (100 mm/γ sur un enregistreur courant).

Dans le cas général il est souhaitable de rendre F_o variable. Nous sommes parvenus à réaliser un oscillateur LC de fréquence réglable de façon continue entre 3500 c/s et 8000 c/s et possédant les caractéristiques requises. Grâce à une stabilisation très poussée des tensions d'alimentation et à une bonne régulation thermique de l'ensemble des circuits, la fréquence demeure stable à 10^{-5} près environ pendant plusieurs heures. La figure III 2 représente l'ensemble des circuits à l'exception du thermostat.

Dans nos expériences il arrive souvent qu'on veuille comparer de façon précise les variations du champ en deux ou plusieurs points. On obtient facilement ce résultat en faisant la différence des indications de deux discriminateurs alimentés par la même fréquence F_o qui s'élimine dans l'opération. Il est plus facile encore de faire battre directement les deux fréquences entre elles et démoduler la différence. Dans ce cas un circuit de compensation de champ sur le magnétomètre de référence, permet de régler l'écart de fréquence à la valeur voulue pour l'enregistrement. Il permet aussi le recalage manuel ou automatique du zéro de l'enregistreur et la levée d'une éventuelle indétermination sur le signe de la différence.

Nous avons fréquemment utilisé cette technique, tant pour l'enregistrement direct, que pour l'exploitation sur bandes magnétiques. Des exemples d'enregistrement obtenus dans ces conditions sont donnés dans le chapitre V.

Réalisations :

En dehors du montage expérimental nous avons construit deux exemplaires de magnétomètres à asservissement de fréquence susceptibles de fonctionner sur le terrain. Dans ces appareils l'axe de la tête est maintenu vertical par une suspension à la cardan solidaire d'un bâti amagnétique en permali. Une grande partie des circuits électroniques est rassemblé au voisinage du capteur. Seuls les circuits d'alimentation et le discriminateur de fréquence en demeurent éloignés de plusieurs mètres (voir planche IV).

Dans ces conditions la proximité de la source lumineuse pose un certain nombre de problèmes techniques en raison de l'importance du champ parasite à 40 M c/s rayonné par les circuits d'excitation. Leur solution a entrainé quelques changements mineurs dans l'électronique, qui ne modifient pas les performances du magnétomètre.

Nous avons pu vérifier sur les appareils récemment mis en service que le facteur de mérite est effectivement un peu meilleur dans le cas de l'asservissement de fréquence. La sensibilité utile, telle que nous la définissons plus loin, est de l'ordre de 1/20 à 1/30 de gamma pour les magnétomètres à asservissement de champ, de 1/30 à 1/50 de gamma pour ceux à asservissement de fréquence, pour des durées d'enregistrement de l'ordre de trente minutes. A plus long terme (24 heures) les performances sont moins bonnes, de l'ordre de 0,2 à 0,3 γ pour les deux types. Dans les deux cas la bande passante s'étend de 0 à 0,5 c/s environ, correspondant sensiblement à celle de l'enregistreur graphique.

CHAPITRE IV

SOURCES*

Comme nous l'avons vu au chapitre I, les performances d'un magnétomètre à pompage sont déterminées par un facteur de mérite $S/B \times \Delta f$ représentant le quotient du signal de résonance magnétique S par le produit de la largeur de raie Δf de la transition utilisée par le niveau de bruit moyen B dans la bande passante de l'enregistreur.** Si l'électronique est bien construite B provient uniquement du courant au niveau de la photo cathode et par suite de l'intensité de la lumière incidente. Quant à S et Δf*** ils sont directement liés à la probabilité d'absorption des photons donc à l'intensité I de la lumière excitatrice. On voit que la source lumineuse est l'élément fondamental qui conditionne toutes les performances de l'appareil. En raison de son importance nous lui consacrons un chapitre spécial.

I) - Appareillage de contrôle.

Une bonne source doit présenter les qualités suivantes :

a) - Emettre les raies de résonance D_1 et D_2 aussi intenses que possible mais non renversées.

* - On trouvera une étude plus détaillée de cette question dans la thèse de D. Lebouteiller (50).

** - Y compris le bruit produit par une éventuelle instabilité de la source lumineuse.

*** - Dans les conditions d'éclairement pratiquement réalisées, la lumière est le principal facteur de relaxation, les collisions jouant un rôle assez faible. Δf est donc largement fonction de I.

b) - Avoir une émission réduite dans le reste du spectre.

c) - Présenter une grande stabilité à long terme afin de ne pas modifier les conditions de pompage.

d) - Ne pas présenter de bruit propre c'est-à-dire d'instabilités d'émission à court terme, en particulier ne pas être le siège d'oscillations de relaxation à l'intérieur du plasma.

Les recherches sur les conditions de réalisation d'une telle source exigent un moyen de contrôle permettant d'apprécier, au moins de manière relative, la valeur des résultats obtenus. Le meilleur critère consiste évidemment à incorporer la lampe à vapeur de potassium à un magnétomètre et à déterminer l'amplitude S et la largeur Δf du signal de résonance. Malheureusement cette expérience est irréalisable dans un laboratoire parisien où les conditions d'inhomogénéïté et d'instabilité du champ magnétique sont telles qu'elles enlèvent toute valeur aux mesures. Il est d'autre part peu pratique de posséder une station de contrôle à 100 kilomètres du point de fabrication*. Aussi avons-nous finalement utilisé une technique permettant d'étudier la qualité des sources du double point de vue de l'intensité des signaux et de la stabilité, même dans un local inhomogène.

Elle consiste à reproduire l'expérience réalisée par Dehmelt en 1957 (51). Un certain volume de vapeur de potassium est soumis à une irradiation en lumière circulaire dans un champ magnétique constant pendant un temps suffisant pour obtenir par pompage optique une nouvelle répartition d'équilibre des populations entre sous niveaux. On retourne ensuite brusquement le champ magnétique. Si, au cours de cette opération, les spins suivent adiabatiquement la rotation du champ**, la ré-

* - C'est toutefois la seule solution lorsqu'on veut déterminer Δf de façon correcte. Nous l'avons employée pour les ultimes vérifications.

** - C'est ce qui se produit presque toujours sauf si la coupure est extrêment rapide (10^{-6} s) et le champ parfaitement homogène (52).

partition des populations entre les différents sous niveaux n'est pas altérée. En revanche l'axe de quantification a désormais changé de sens et il en est de même de la lumière pompante. L'irradiation ultérieure va tendre à inverser la répartition existante ce qui provoque une modification de la transparence de la cellule décelable par la variation d'un courant photoélectrique et ayant l'aspect de la figure IV 1.

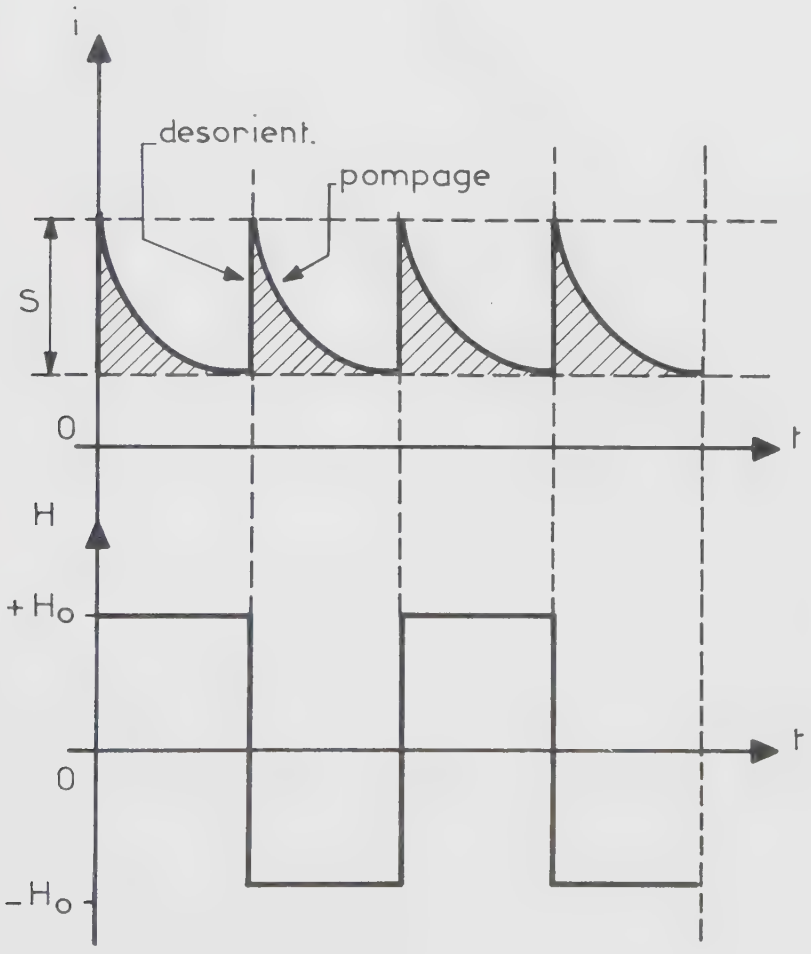


Figure IV - 1

L'amplitude S du signal Dehmelt croît avec celle du signal de résonance magnétique obtenu dans les mêmes conditions. Elle dépend de la pression de vapeur du potassium dans la cellule, de la qualité du polariseur et de l'intensité de la lumière pompante susceptible d'être absorbée par la vapeur de potassium dans la cellule. Les deux premiers facteurs étant constants*, la valeur de S renseigne donc sur l'intensité de la lumière pompante que nous appellerons "lumière utile" par opposition à la "lumière totale" atteignant la cellule, mesurée par le courant de la photo cathode.

Afin de déterminer quantitativement ces paramètres nous avons d'abord utilisé un magnétomètre désaffecté, transformé pour la circonstance, puis finalement construit un appareillage spécial.

Il se compose d'une enceinte isotherme cylindrique de 180 mm de diamètre contenant la cellule de résonance et son dispositif de chauffage et de régulation thermique. A la partie inférieure on trouve l'optique, le polariseur et la source à étudier. A la partie supérieure une lentille de Fresnel collectrice et une cellule photovoltaïque au silicium servant de détecteur. L'axe de l'appareil est orienté parallèlement au champ local (Figure IV 2)**

Le renversement périodique du champ autour de la valeur 0 s'obtient à l'aide d'un seul enroulement bobiné en forme de solénoïde autour de l'enceinte isotherme. On y envoie un courant pulsé d'intensité telle que le champ créé soit double du champ terrestre H_o et dirigé à l'opposé de celui-ci. On obtient donc alternativement à l'emplace-

* - L'appareillage peut servir avec deux facteurs constants à tester le troisième. En particulier les polariseurs circulaires que nous avons réalisés ont été contrôlés par cette méthode.

** - Une vue éclatée du montage est représentée planche V.

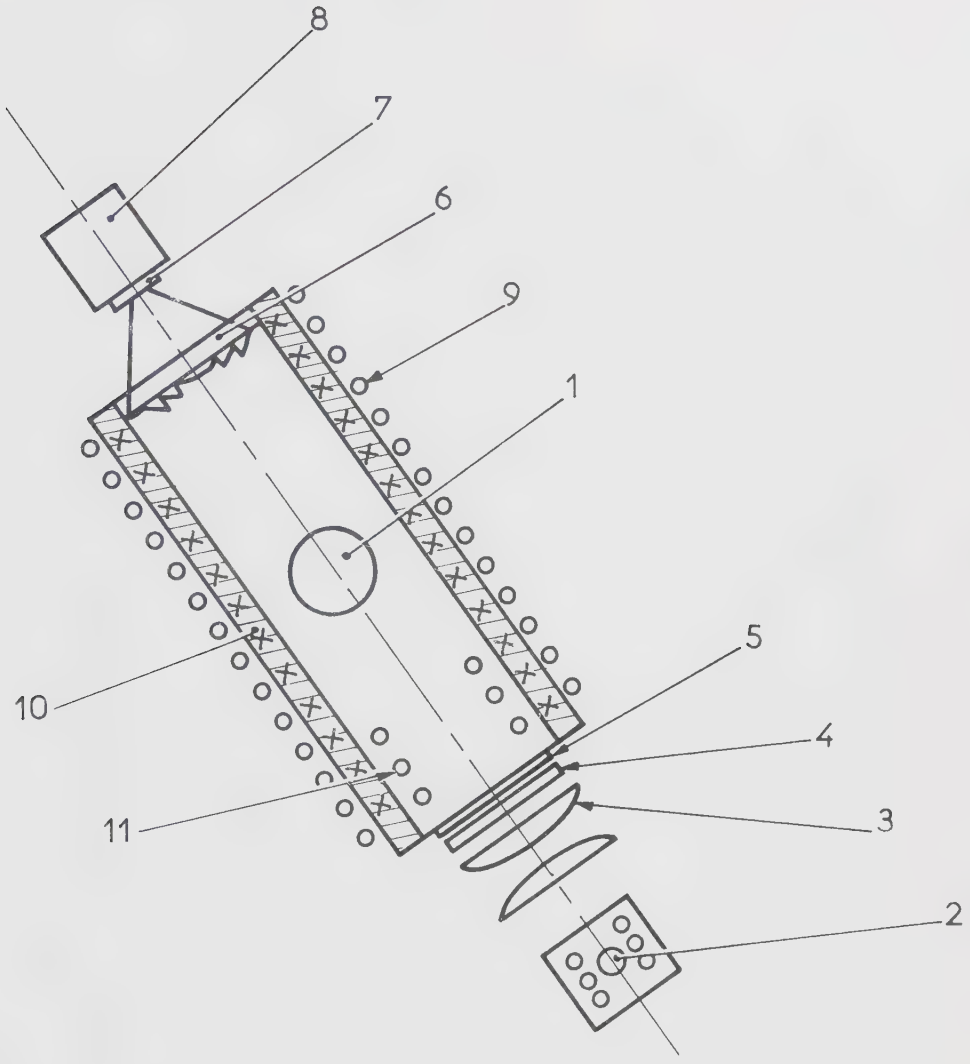


Fig. IV. 2

1) - Cellule de résonance
2) - Source lumineuse
3) - Condenseur
4) - Polariseur
5) - Lame quart d'onde
6) - Lentille de Fresnel collectrice
7) - Cellule photovoltaïque
8) - Préamplificateur
9) - Enroulement magnétisant
10) - Enceinte isotherme
11) - Enroulement de chauffage

ment de la cellule H_o et $-H_o$. Si le temps de renversement est court la valeur exacte du champ est du reste sans grande importance pourvu qu'elle reste très supérieure au champ transversal dû aux inhomogénéités. Le courant en créneaux est obtenu très simplement à l'aide d'une alimentation et d'un relais à très grande vitesse de coupure *, ($\lesssim 10^{-5}$ sec) excité à 40 c/s. La fréquence des signaux Dehmelt est d'après la figure IV 1 le double de celle d'excitation soit 80 c/s. Pour déterminer quantitativement la lumière utile même en présence de signaux parasites il est commode d'employer un démodulateur recevant un signal de référence synchrone du signal Dehmelt. Ceci s'obtient par la chaîne de la figure IV 3 .

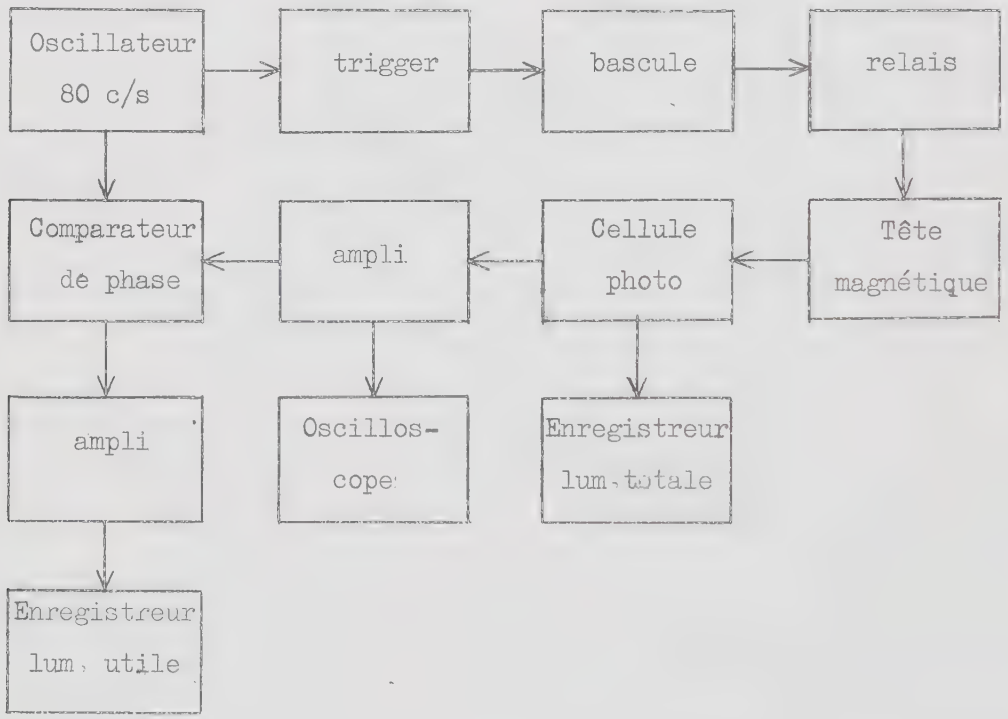


Figure IV 3

Diagramme de l'appareil de contrôle des sources.

*- Relais Clare à contacts mouillés au mercure.

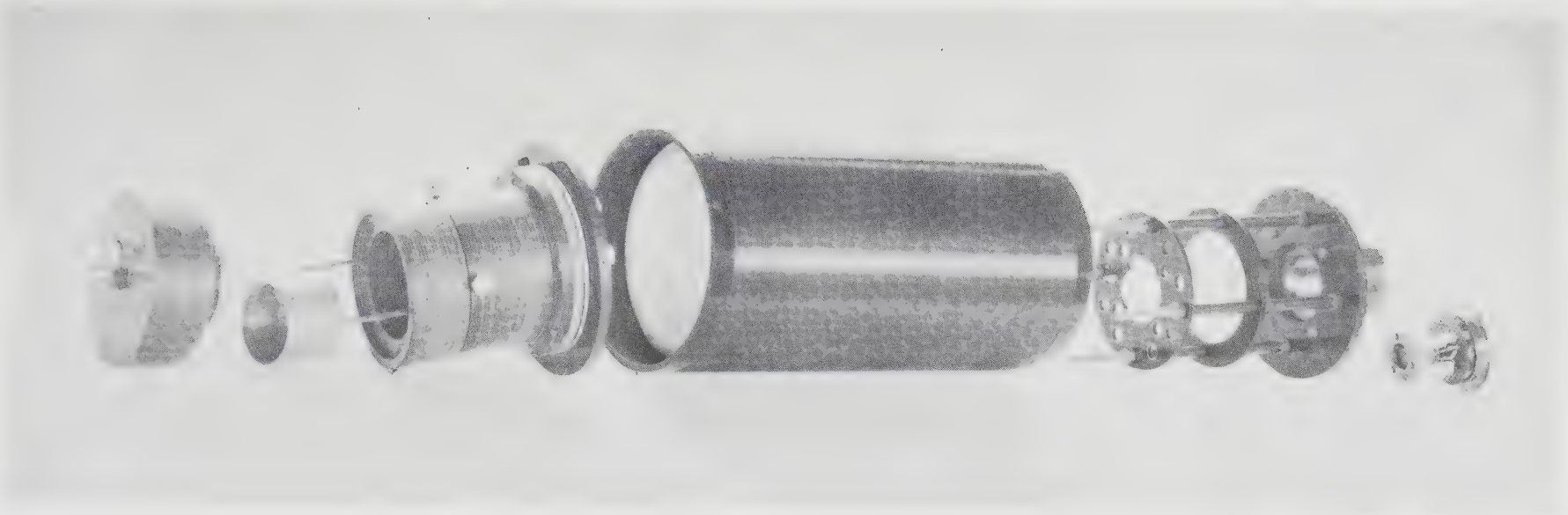


Planche V : Vue éclatée de l'appareillage de contrôle des sources. La source est à gauche de la figure, la cellule photoélectrique et son préamplificateur à droite.

Un oscillateur sinusoïdal à 80 c/s attaque un trigger puis un bistable qui fournit des ondes carrées à 40 c/s. C'est le bistable qui actionne le relais alimentant la tête magnétique.

De la cellule photoélectrique on extrait le signal proportionnel à la lumière totale puis après amplification celui proportionnel à la lumière utile observable sur un oscilloscope de contrôle. La détection synchrone reçoit d'une part le signal issu de l'oscillateur (référence), d'autre part celui de l'amplificateur.

Elle fournit une tension continue proportionnelle à l'amplitude de la composante à 80 c/s du signal Dehmelt*[1] *[2]. Un amplificateur de puissance permet ensuite l'enregistrement de la lumière utile, donc le contrôle de la stabilité des sources.

II) - Forme des sources.

Les sources lumineuses susceptibles d'émettre les raies de résonance des métaux alcalins appartiennent à deux types différents.

Dans les unes la décharge est entretenue par un courant basse fréquence ou éventuellement continu. Elle se produit dans une ampoule

*[1]- Après correction d'une rotation de phase de 90º introduite par le mécanisme de la transition.

*[2]- Il est à remarquer que le procédé utilisé fournit une valeur sensiblement proportionnelle à l'aire de la courbe hachurée de la figure IV 1. Lorsque l'intensité de la lumière utile croît, la constante de temps de pompage décroît et par suite la valeur de la tension issue de la détection synchrone croît moins vite que le signal S. Cette tension renseignerait plutôt sur la valeur de $S/\Delta f$ qui est du reste l'élément important du facteur de mérite. La méthode de Dehmelt servant essentiellement à comparer entre elles les sources et à apprécier l'intérêt des modifications apportées dans leur réalisation, la valeur numérique exacte de S n'a pas tellement d'importance. Le facteur de mérite réel a toujours été déterminé sur un véritable magnétomètre et en champ homogène.

de verre, munie de deux électrodes, renfermant un gaz rare à faible pression et une réserve de métal. Les lampes dites "spectrales" utilisées en spectroscopie sont en général de ce modèle. Dans les autres, les électrodes sont supprimées, la décharge étant amorcée et entretenue par un champ électromagnétique haute fréquence (plusieurs dizaines de mégacycles par seconde).

Il est possible d'obtenir le pompage optique d'une vapeur à l'aide des deux types de sources. Toutefois les lampes à électrodes commerciales ont une consommation importante et un rendement lumineux médiocre, sont sujettes à des oscillations de relaxation intenses, ont une faible durée de vie et sont difficiles à allumer et à contrôler thermiquement. En revanche, contrairement à ce qu'affirment certains auteurs (53) la raie de résonance est assez peu renversée, tout au moins si on prend la précaution de supprimer l'enveloppe extérieure de protection, ce qui abaisse la température de fonctionnement de l'ampoule centrale.

Pour ces raisons la quasi totalité des expériences de pompage optique sont effectuées à partir de sources sans électrodes. C'est ce type que nous avons également adopté.

Les lampes sont des ampoules de pyrex de 2 à 3 cm^3, renfermant 5 mg de potassium métallique environ et du krypton sous une pression de 1 mm de mercure. Le rôle du gaz rare est de permettre l'amorçage de la décharge à basse température, le potassium se substituant peu à peu à lui au fur et à mesure que la lampe chauffe.

Les caractéristiques électriques et optiques de la source sont étroitement liées à la pression de vapeur du métal et par conséquent à la température du point le plus froid de la paroi. Il est évidemment nécessaire que ce point ne soit pas la partie de la lampe dont

on utilise la lumière, sinon la condensation du métal dans cette zone introduit une forte absorption de la raie accompagnée d'un bruit lumineux énorme. Dans la source utilisée par Bell et Bloom (54) le point froid est un queusot situé à l'opposé de la partie utile de la lampe. La température de fonctionnement est contrôlée en agissant sur la puissance HF dans des conditions de déperdition thermique à peu près déterminées. Malnar et Gourber (55) prennent la précaution supplémentaire de thermostater le corps de la source. Dans la lampe construite par Gérard (56) c'est le queusot qui est stabilisé en température mais l'auteur observe que la condensation du métal s'effectue dans une zone intermédiaire entre le point froid et le corps de la source.

En ce qui nous concerne nous avons cherché à contrôler le plus efficacement possible la pression de vapeur du métal dans l'ampoule. Ceci parait aisément réalisable en adoptant une lampe ayant la forme de la figure IV 4.

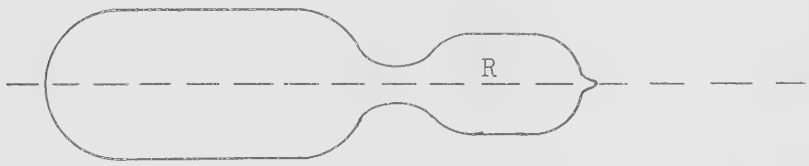


Fig. IV 4

Le métal est introduit dans un réservoir R porté à une température contrôlée T inférieure à celle de la source. En pratique la situation est toute autre. En présence de HF un nombre considérable d'atomes de potassium disparait chaque seconde sur la paroi de verre de l'ampoule.

Pour assurer une pression suffisante de métal dans la décharge, on est alors conduit à porter le réservoir à une température plus élevée que celle de la source et ceci d'autant plus que le queusot Q est plus long et plus fin. On atteint ainsi très rapidement une température où se déclenche la réaction chimique potassium verre (voir ci-dessous) et la réserve de métal disparait en quelques minutes. Si le queusot n'est ni long ni fin, la décharge pénètre partiellement à l'intérieur et la température

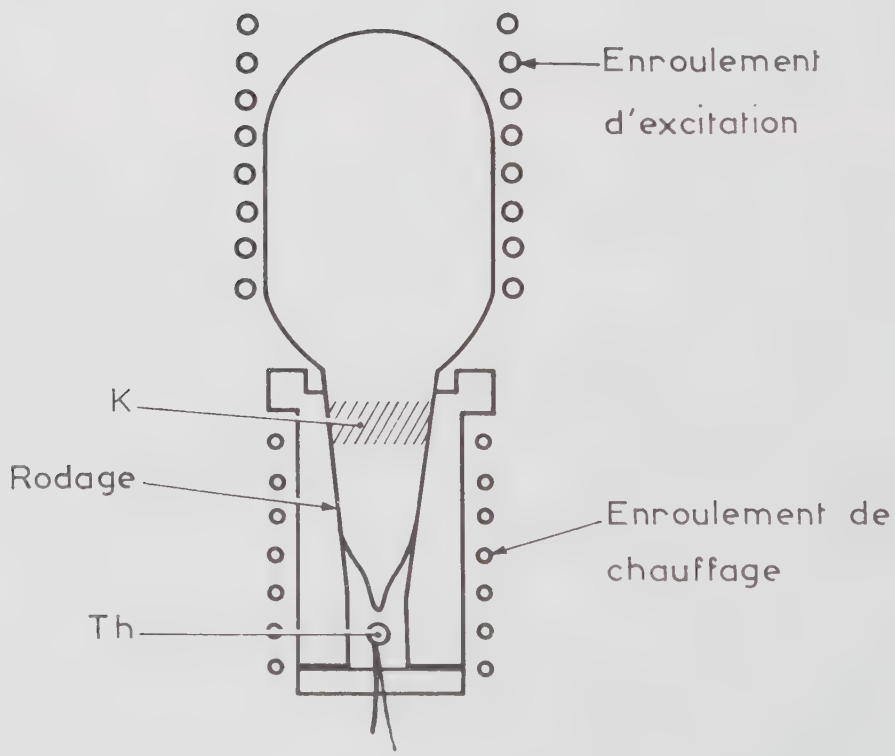


Fig. IV 5

Planche VI : Différentes formes de sources utilisées dans les magnétomètres. La source n°4 a fonctionné environ 200 heures. La forme finalement retenue est celle de la source n°9.

du métal n'est plus celle du thermostat. Les tentatives pour trouver un compromis valable entre ces deux exigences contradictoires nous ont amené à fabriquer de nombreux types de sources dont quelques-uns sont représentés sur la planche VI. Une solution satisfaisante exige un queusot largement ouvert et un gradient de température très brutal le long du verre. Nous y sommes parvenus grâce au montage de la figure IV 5 dont la version réelle est représentée sur la planche VII. La forme de la source est celle représentée planche VI (source Nº 9).

Le réservoir est un rodage mâle Nº 0 parfaitement ajusté sur une pièce femelle en laiton introduite elle-même dans un four en teflon. L'enroulement chauffant est du type sans self pour ne pas créer de champ magnétique parasite. La température est contrôlée par un thermostat (chapitre II), piloté par une thermistance Th. On peut raisonnablement estimer que la température est uniforme dans toute la pièce métallique et qu'elle est très voisine de celle de la paroi de verre grâce au bon contact thermique procuré par le rodage. De fait lorsque la source est en fonctionnement, le potassium se dépose sur une zone annulaire située à peu près comme l'indique la figure IV 5. Le contrôle de la lumière utile ainsi obtenu est très efficace.

Une modification du courant de chauffage entraine quelques secondes plus tard une variation de l'intensité lumineuse qui se stabilise à une nouvelle valeur avec la constante de temps thermique du four. En revanche une modification de la puissance HF entraine une variation immédiate (et du reste assez faible) de l'intensité lumineuse par suite du changement des conditions d'excitation du plasma mais celle-ci n'est pas suivie de dérive lente. Il n'y a donc pas de contribution importante de la HF au chauffage du queusot. En revanche il faut prendre quelques précautions pour éviter que le champ électrique haute fréquence ne vienne perturber le fonctionnement du thermostat. Lorsque la thermistance

est convenablement blindée, la température de l'enceinte métallique est stable à ± 0,2º C environ.

III) - Préparation des sources.

La fabrication d'une source comporte comme première phase la préparation sous vide du métal.

Plusieurs réactions chimiques peuvent être employées. Nous utilisons habituellement la réduction du bichromate de potassium par du zirconium en poudre. Trois centigrammes d'un mélange de 10% de bichromate et de 90% de zirconium sont enfermés dans une petite capsule de nickel A soudée électriquement. Celle-ci est ensuite placée dans l'appareil de la figure IV 6.

On abaisse d'abord la pression dans l'ampoule B ver 10^{-4} mm de Hg et on la chauffe au chalumeau en flamme molle jusqu'au déclenchement de la réaction chimique. Celui-ci est brutal et provoque l'apparition immédiate d'un voile de potassium métallique sur les parois froides du tube. La source D et les réservoirs C sont ensuite* étuvés à 400º pendant douze heures puis le potassium est purifié par distillations successives à travers les réservoirs C et amené finalement dans la lampe D. On introduit alors le krypton à la pression convenable et on scelle en i. Enfin le potassium condensé sur les parois de l'ampoule est ramené dans le queusot par un chauffage en flamme très molle.

Les sources ainsi préparées montrent une bonne reproductibilité (après quelques heures de fonctionnement destinées à donner au métal sa position définitive). Sauf accident lors de la fabrication, 90%

* - On commence par préparer le métal car la réaction entraine la libération d'une certaine quantité de gaz susceptible de contaminer les parois de verre.

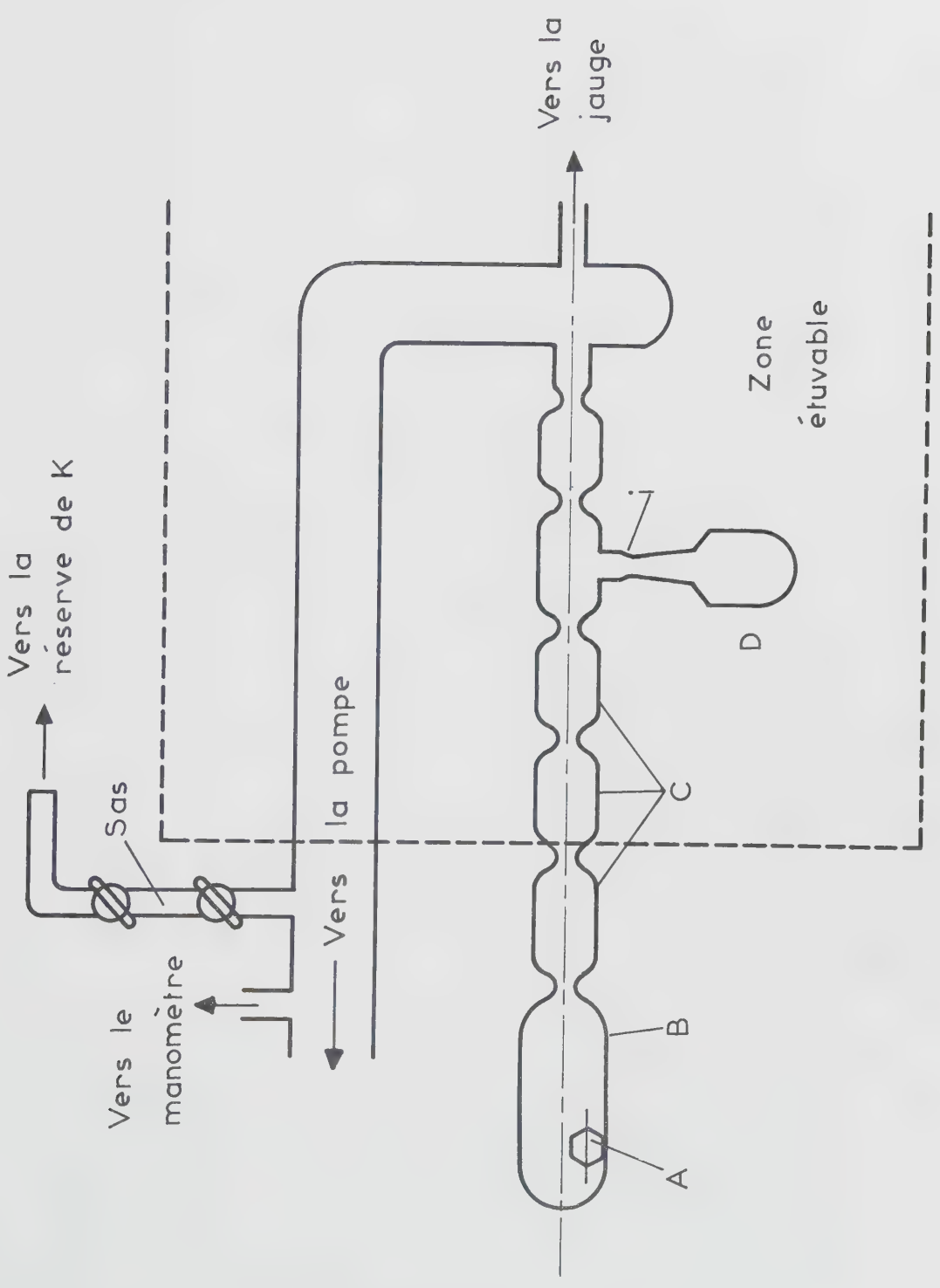

Vers la
réserve de K
Sas
Vers le
manomètre
Vers la pompe
Vers la
jauge
Zone
étuvable
A
B
C
D

Fig. IV 6

d'entre elles ont des durées de vie de 300 à 500 heures sans modification notable des performances.

IV) - Evolution des sources.

Bien que l'émission de lumière utile reste stable pendant de longues périodes*,* les sources évoluent considérablement au cours de leur fonctionnement. La paroi de l'ampoule en particulier prend en quelques heures une teinte jaune qui va en s'accentuant jusqu'à devenir une coloration brune très foncée après plusieurs jours de marche* . Ceci est dû probablement à la formation dans l'épaisseur de la paroi d'une solution solide de potassium. Le métal pénètre dans le verre grâce à l'action conjuguée de la température et du bombardement ionique mais en l'absence de haute fréquence on aboutit au même résultat en chauffant la source aux alentours de 250º C à 300º C. Le potassium présent dans la paroi s'y trouve sans doute dispersé à l'état libre. En effet si on casse une source brune la surface de la cassure blanchit en quelques secondes, ce qui semble indiquer une oxydation du métal. La teinte blanche progresse ensuite lentement dans l'épaisseur du verre. D'autre part en chauffant très fortement la source il est possible d'en extraire une faible quantité de potassium métallique*** à condition de le condenser aussitôt en un point froid. Si au contraire on porte la source à une température uniforme de l'ordre de 350º C à 400º C la coloration brune s'atténue pour faire place à une teinte jaune verdâtre. Le potassium a définitivement disparu, combiné chimiquement au verre. Cette réaction, irréversible et très rapide, se produit dans une source en fonctionnement dès la température de 250º C. C'est pourquoi un excès de HF peut

* - Le brunissement est visible planche VI sur la source Nº 4.

** - Sa variation relative pour une bonne source est d'environ 5% en 100 à 150 heures de fonctionnement.

*** - Mélangé du reste à du sodium enlevé à la paroi de pyrex.

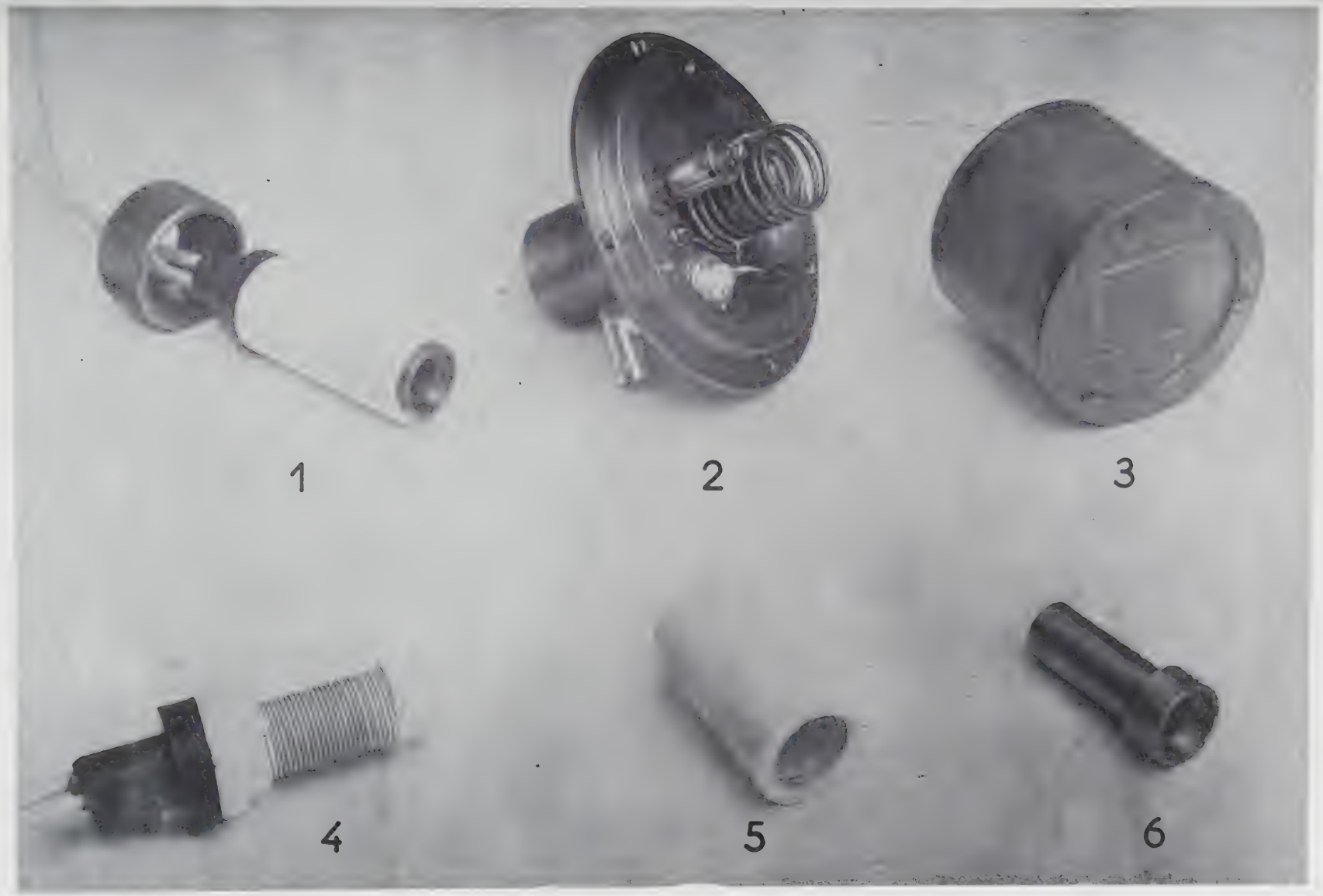


Planche VII : Détails de l'émetteur de source.

En bas vue éclatée du four. 4 : enroulement chauffant - 5 : capot - 6 : support du queusot.

entrainer en quelques heures, voire en quelques minutes, la disparition de toute la réserve de potassium d'une lampe.

Nous avons déjà dit que la lumière utile diminuait peu au cours du temps malgré un brunissement intense des parois. L'absorption à la fréquence de résonance optique demeure donc assez faible et il n'est pas gênant d'employer de telles sources. Cependant certains auteurs ont préconisé, pour atténuer ou empêcher le brunissement, d'attaquer la surface interne du verre par une solution d'acide fluorhydrique à 10%. Nous avons expérimenté cette technique et pu constater que les sources ainsi traitées brunissaient effectivement très peu, prenant plutôt la coloration jaune verdâtre caractéristique de la réaction chimique irréversible mentionnée plus haut, mais, en dehors de cette différence d'aspect, nous n'avons pas l'impression que le lavage du verre à l'acide fluorhydrique modifie de façon notable l'intensité de la lumière émise ou sa stabilité.

V) - Emission et stabilité des sources.

Nous avons indiqué au début du chapitre les qualités que doit posséder une bonne source. Indépendamment du point C qui est tranché par la géométrie de l'ampoule nous avons contrôlé les autres propriétés par des procédés optiques. L'émission dans le spectre visible a été étudiée à l'aide d'un spectrographe à prisme de modèle courant, la structure de la raie de résonance par un spectromètre à haute résolution ($6\ 10^{-3}$ cm^{-1}) utilisant un étalon Fabry Perot*, la stabilité et l'émission de lumière utile grâce à l'appareillage décrit au paragraphe I. Les résultats dépendent évidemment de la pression de vapeur du métal, donc de la température du queusot, Nous avons résumé ci-après

* - Ceci grâce à l'aide aimablement apportée par M. Luc, du Laboratoire de spectroscopie de Bellevue.

les principales conclusions :

a) - A faible température on trouve uniquement le spectre du krypton et le doublet (très faible) du sodium.

b) - A température moyenne(120º C à 140º C) les raies du potassium apparaissent, peu ou pas renversées, l'intensité du sodium augmente, celle du krypton diminue. La lumière utile est à peu près 10% de sa valeur maximum.

c) - Vers 170º C - 180º C, le krypton disparait, le sodium est présent et assez intense, les raies du potassium sont réabsorbées et partiellement renversées. La lumière utile passe par un maximum.

d) - Au dessus de 180º C la lumière utile diminue très rapidement, le renversement de la raie de résonance s'accroît, le sodium augmente notablement.

e) - Une source commerciale à électrodes débarrassée de son enveloppe de verre fournit des raies peu renversées tant que l'intensité nominale n'est pas atteinte. Le renversement apparait et augmente très vite pour les courants forts. La proportion de sodium est très faible sans doute en raison du verre spécial utilisé.

Nous pensons que le comportement de la lumière utile s'explique en admettant un renversement croissant de la raie à partir d'une température du queusot de 130º C à 140º C. Entre 130º C et 170º C l'augmentation du nombre d'atomes ionisés est très rapide et la lumière utile croît. Au delà de 170º C le renversement l'emporte et la lumière utile diminue.

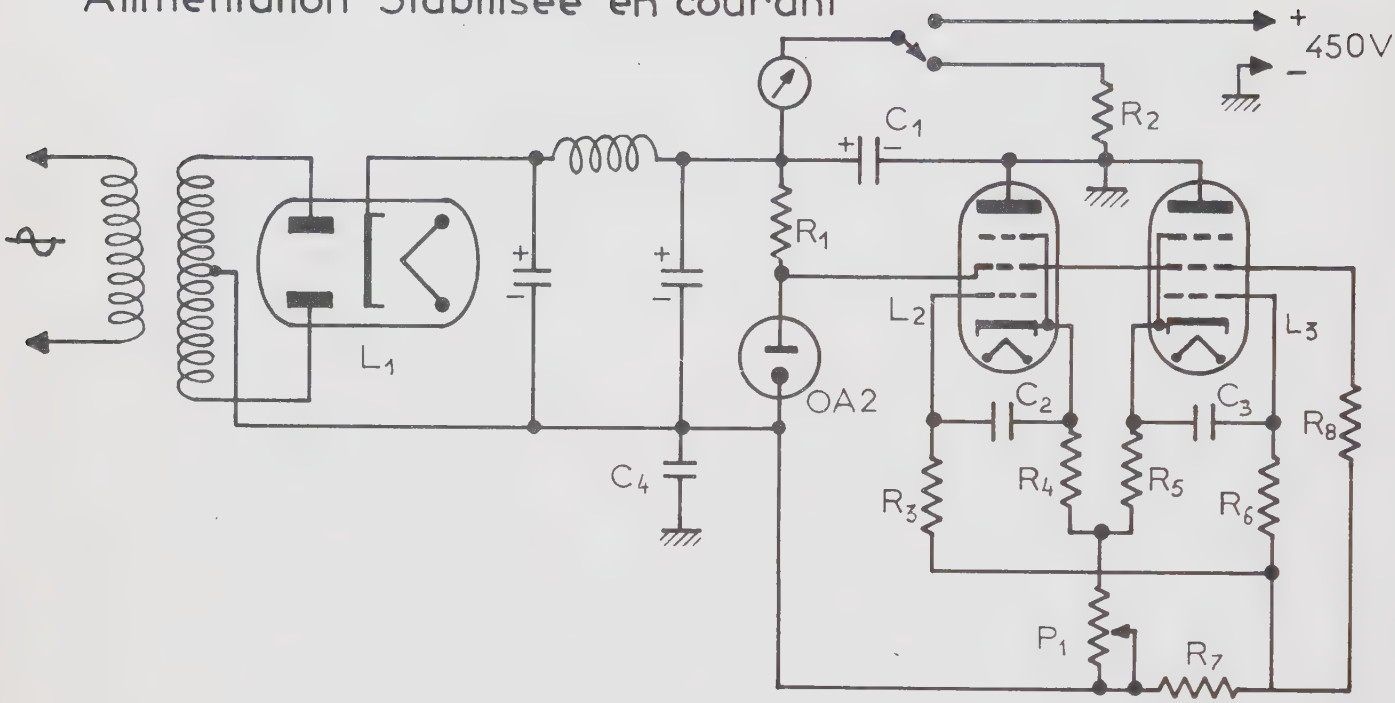
f) - Les raies D_1 et D_2 représentent au voisinage de la température optimum environ 80 à 90% de la lumière totale, la lumière utile 20% à 25%.

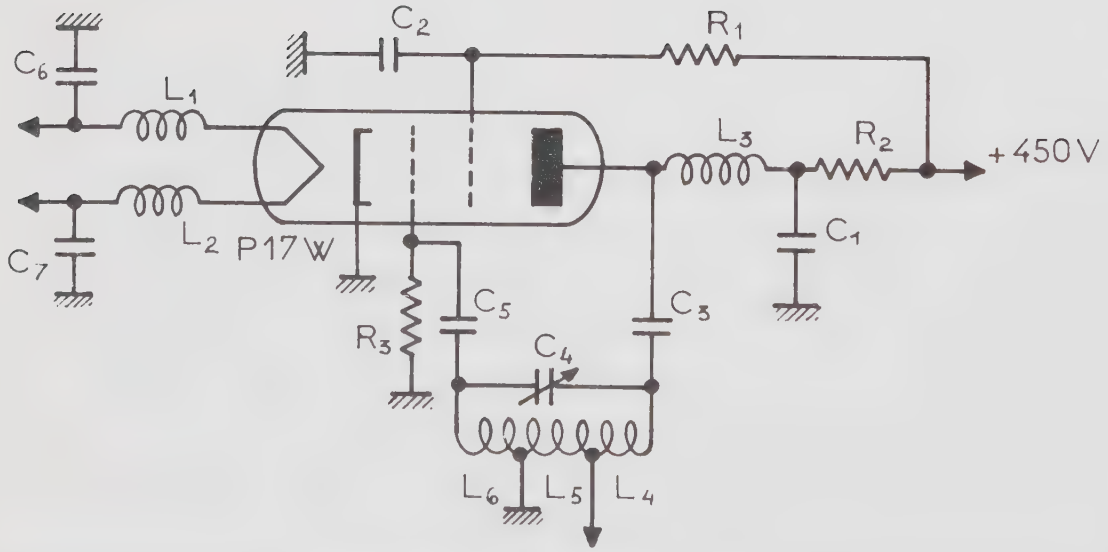
g) - Un enregistrement prolongé de la lumière utile montre qu'elle diminue de 10% environ en 200 heures et de façon sensiblement régulière.

Une durée de vie utile de 500 heures parait un ordre de grandeur raisonnable. Un autre élément important est la stabilité à court terme, car une modification rapide et aléatoire de l'intensité lumineuse entraine l'apparition aux bornes de la cellule photoélectrique, d'un "bruit lumineux" venant s'ajouter à celui du détecteur lui-même, et diminuant par conséquent les performances du magnétomètre. Afin d'évaluer l'importance de ces instabilités à court terme, nous avons enregistré le bruit total B_1 de la chaîne, source-détecteur-amplificateur-puis celui B_2 obtenu en remplaçant la source par une lampe à incandescence émettant la même intensité lumineuse globale, enfin celui B_3 obtenu en éteignant la source. On trouve que B_2 représente environ 4 B_3 ce qui montre que, en fonctionnement normal, la plus grande partie du bruit est produite dans le détecteur par le courant photoélectrique. On trouve également que, pour l'intensité maximum disponible, B_1 vaut à peu près 1,5 B_2 . La différence est attribuable à des instabilités lumineuses sans doute provoquées par des migrations d'atome à la surface du verre de la lampe. Toutefois les performances réalisables restent assez proches de la limite théorique.

h) - Il arrive que les sources soient le siège d'oscillations de relaxation entre deux états inégalement lumineux, la lumière émise est alors profondément modulée à une fréquence variable entre quelques cycles par seconde et plusieurs dizaines de kilocycles. Ces relaxations se produisent à des températures queusot voisines de 150º C et pour une amplitude de lumière utile proche de la moitié du maximum. La nature du gaz d'amorçage influe sur l'amplitude et la fréquence de ces oscillations. Elles sont plus faibles et plus rapides avec les gaz lourds, d'où le choix du krypton (55). Certains auteurs préconisent pour les éliminer l'emploi d'émetteurs stabilisés en courant. En dehors du fait que cette technique facilite l'amorçage des sources, nous n'avons pas noté de différences sensibles entre les deux types d'alimen-

Alimentation Stabilisée en courant





Oscillateur 42 MHz 10 watts Fig. IV 7

Valeurs des composants.

Alimentation.

R_1	10 kω 20 W	C_1	32 µF
R_2	2 kω 40 W	C_2	0,01 µF
R_3	100 ω	C_3	0,01 µF
R_4	390 ω	C_4	0,01 µF
R_5	390 ω		
R_6	100 ω	L_1	GZ34
R_7	39 kω	L_2	6L6G
R_8	270 kω	L_3	6L6G
P_1	1 kω		

Emetteur.

R_1	330 ω	$C_1C_2C_3C_6C_7$	22 nF
R_2	100 ω	C_4	30 pF
R_3	15 kω	C_5	100 pF

L_1L_2 : 4 t fil doré Ø 1 mm sur mandrin air 8 mm

L_3 45 sp fil émaillé 4/10 sur mandrin 10 mm

L_4 2,25 t fil 12/10 de cuivre doré sur mandrin air 18 mm

L_5 1 t fil 12/10 de cuivre doré sur mandrin air 18 mm

L_6 6,75 t fil 12/10 de cuivre doré sur mandrin air 18 mm

tation du moins lorsque la source est correctement contrôlée en température

VI) - Excitation des sources.

A sa température normale une source au potassium exige pour son fonctionnement une puissance d'environ 6 watts qui lui est fournie par un oscillateur haute fréquence.

Les premiers essais ont été effectués avec des oscillateurs à lampe du type Hartley alimentés à courant constant (Figure IV 7). La source est introduite directement dans la self du circuit oscillant Cette méthode joint à une grande simplicité de construction l'avantage de ne pas poser de problème d'accord de circuits lorsque l'impédance électrique de la charge vient à varier. Toutefois la présence de l'émetteur entraine une perturbation magnétique appréciable qu'il est souhaitable de faire disparaître. Nous y sommes parvenus en écartant l'oscillateur de la source, le transfert de puissance s'effectuant alors par un câble coaxial. L'opération est assez difficile car la lampe éteinte, la lampe froide et la lampe en fonctionnement normal représentent trois impédances de charge très différentes qui doivent en principe être adaptées à un même circuit. La solution retenue consiste à jouer sur la longueur du câble de liaison ($\lambda/2$) pour réaliser la condition d'allumage et à accepter un léger désaccord pendant la phase initiale de fonctionnement. Grâce à l'excellent contrôle exercé sur la température des sources les paramètres électriques en régime normal sont constants et reproductibles. Après réglage initial, le taux d'ondes stationnaires reste toujours inférieur à 1,1. Seul le remplacement de la source entraine parfois une légère révision du réglage.

L'émetteur actuellement en service sur la plupart des magnétomètres est un oscillateur transistorisé dont le schéma est donné sur la figure IV 8 p. 95, l'appareil lui-même étant représenté planche VIII

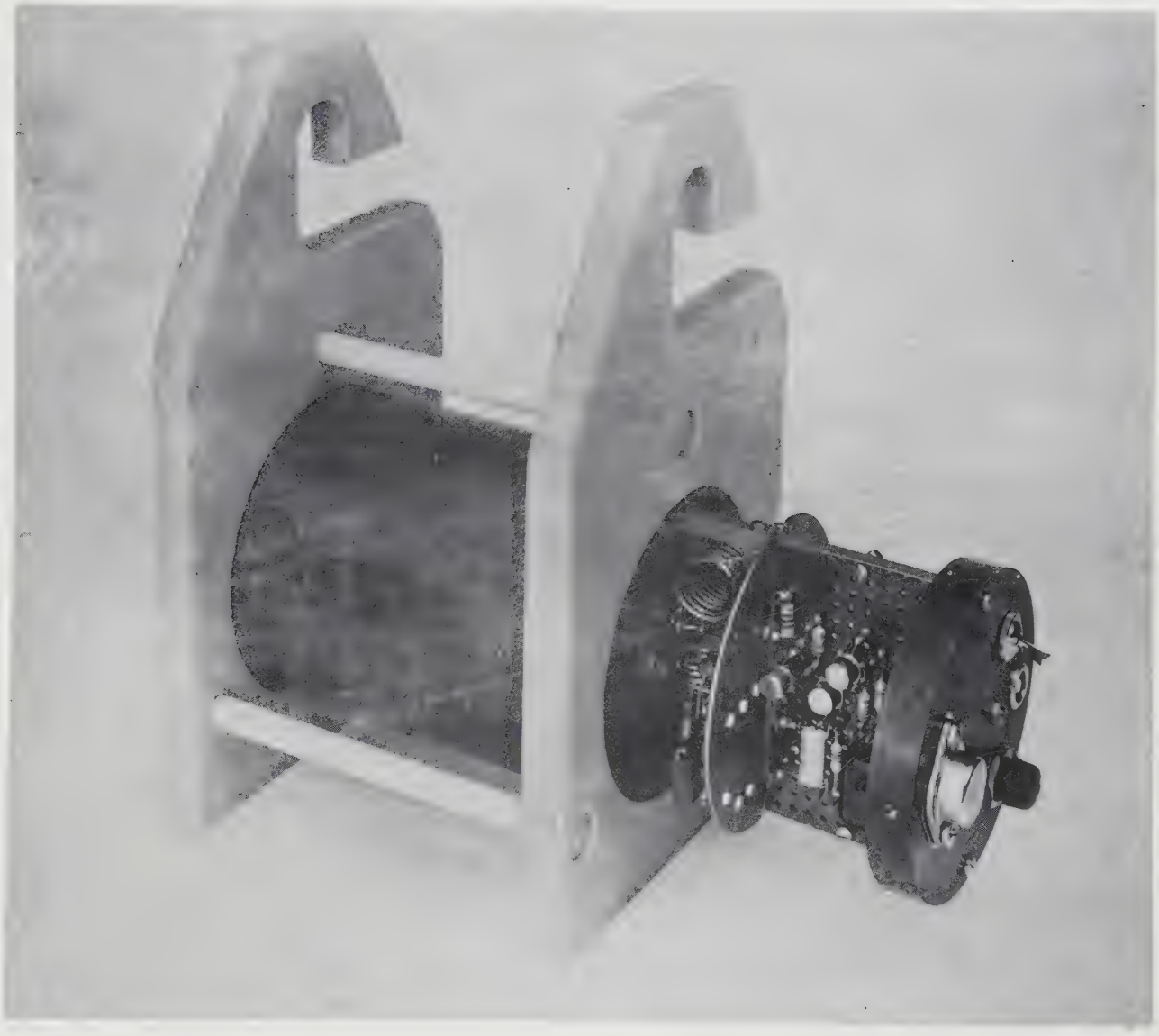
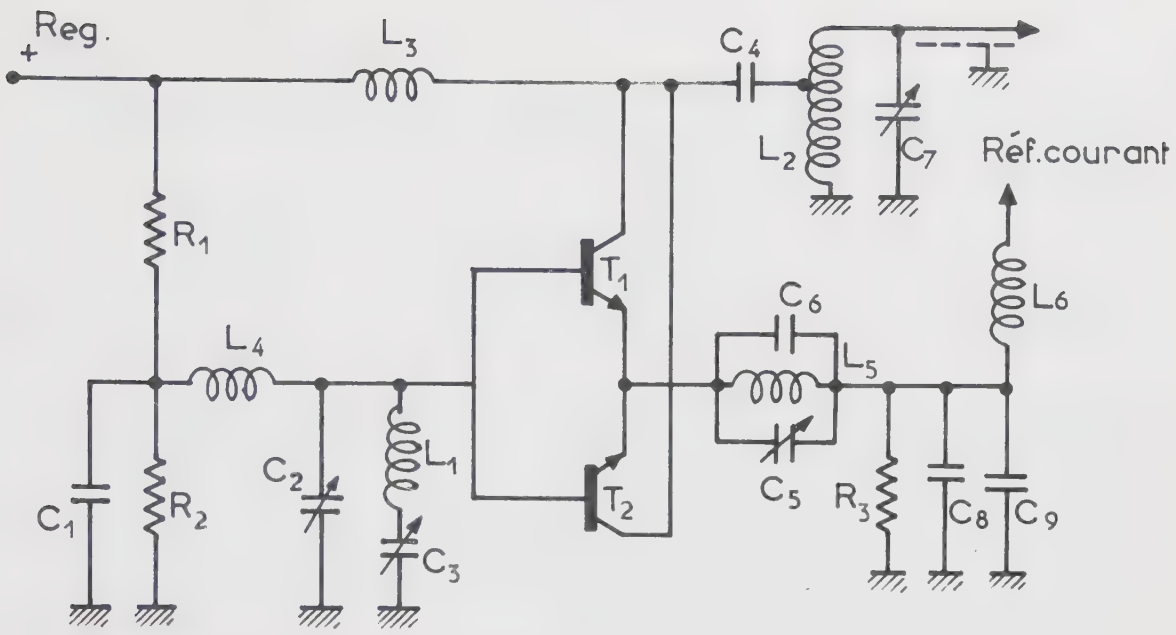


Planche VIII : Emetteur de source 42 Mc/s et son support. La partie la plus extérieure renferme l'alimentation stabilisée.



Oscillateur 42 Mc

T_1 T_2	2N2876				
R_1	820 ω 7W	R_2	100 ω 7W	R_3	4,7 ω
C_1	5 nF	C_4	100 nF	C_7	10-60 pF
C_2	10-60 pF	C_5	10-60 pF	C_8	100 nF
C_3	4-30 pF	C_6	150 pF	C_9	5 nF
L_1	10 sp fil 10/10 doré				
L_2	8 sp 1/2 fil 16/10 (prise à 7 t 1/2)				
L_3 L_6	10 µH	L_4	3,3 µH	L_5	1 µH

Il est susceptible de délivrer jusqu'à 8 W à 50 M c/s grâce à l'emploi de deux 2 N 2876 en parallèle.

Une version équipée d'un seul 2 N 2876 et fournissant 4 W à 100 M c/s est à l'étude pour alimenter une source de dimensions plus réduites destinée à des équipements portables.

L'alimentation peut se faire soit à partir du secteur, soit d'une batterie d'accumulateurs (36 v). Elle est normalement régulée en tension mais comporte un dispositif qui procure la surtension nécessaire à l'allumage de la source tandis qu'un limiteur de courant protège les transistors contre une désadaptation éventuelle de la charge. Le rendement global est voisin de 35%.

CHAPITRE V

PERFORMANCES

Lorsqu'on enregistre pendant un certain temps la différence entre les indications fournies par deux magnétomètres fonctionnant côte à côte, on obtient un signal aléatoire dont l'origine n'est pas magnétique. En admettant qu'on puisse exploiter un magnétogramme avec un rapport signal sur bruit égal à 1, l'amplitude maximum crête à crête de ce signal représente aussi la plus petite variation du champ qu'on peut mettre en évidence sur l'enregistrement. Nous admettrons que la valeur de ce maximum représente effectivement la limite de sensibilité de l'appareil. Il s'agit là naturellement d'une définition arbitraire. Dans le cas des fluctuations rapides, les bruits de fond des deux magnétomètres ne sont pas cohérents et la différence des signaux fait apparaître en réalité la somme des termes aléatoires. La sensibilité réelle est donc probablement double* de celle estimée. Au contraire si les deux magnétomètres dérivent dans le même sens sous l'action d'un facteur extérieur (par exemple la température) la différence ne révèle qu'une partie de l'effet parasite et l'évaluation précédente est trop optimiste**

En général les dérives lentes sont nettement plus importantes que le bruit rapide. Il sera donc plus facile de mettre en évidence un

* - Et non $\sqrt{2}$ fois plus grande comme c'est le cas pour l'erreur quadratique moyenne.

** - Ce cas a fait l'objet de mesures complémentaires dans lesquelles les températures des appareils variaient séparément. On détermine ainsi directement la dérive thermique.

petit phénomène s'il est relativement bref que s'il s'étend sur une longue période de temps. Nous serons ainsi amenés à parler de sensibilité à court terme (disons quelques minutes) et à long terme (quelques heures), la seconde étant à peu près cinq fois moins bonne que la première. Fort heureusement l'amplitude des phénomènes géomagnétiques augmente également beaucoup avec leur pseudo période, ce qui permet en définitive l'étude des variations naturelles avec un rapport signal/bruit à peu près constant.

Les qualités d'un magnétomètre à pompage dépendent d'un certain nombre de paramètres, dont la plupart sont réglables. Examinons par exemple le cas d'un asservissement de champ.

Soient ΔH la variation du champ magnétique terrestre, ΔH^* celle produite par le système d'asservissement, dH le signal d'erreur, A le gain de boucle, on a :

$$\Delta H^* = A\, dH = A\, (\Delta H - \Delta H^*) \qquad (1)$$

d'où :

$$\Delta H^* = \frac{A}{1 + A}\ \Delta H \qquad (2)$$

Avec un gain A supérieur à 1000 l'erreur d'asservissement est au plus de 0,1% du signal à mesurer, valeur acceptable pour des enregistrements à poste fixe.

Si l'on tient compte des diverses causes de bruit, on obtient une autre équation :

$$\Delta H^* = \frac{A}{1 + A}\ \Delta H + \frac{A}{1 + A}\ b_1 + \frac{b_2}{1 + A} \qquad (3)$$

b_1 représente le bruit exprimé en γ introduit à l'entrée de la chaîne d'amplification et b_2 (en γ) les dérives lentes qui se manifestent souvent après la détection synchrone, c'est-à-dire pra-

tiquement à la sortie de la chaîne. Si A est grand (3) est à peu près équivalent à

$$\Delta H^{*} = \Delta H + b_1 + \frac{b_2}{A} \qquad (4)$$

qui montre que les fluctuations éventuelles de A n'entrainent que des variations très faibles de ΔH^{*}. L'équation (4) montre également que si on fait A suffisamment grand on peut réduire à volonté l'influence de b_2*. Il existe malheureusement d'autres causes de dérives qui interviennent généralement en modifiant le profil de la raie de résonance. Ce sont elles qui rendent médiocre la sensibilité à long terme.

Lorsque nous avons étudié au chapitre I les possibilités d'accroître théoriquement les performances du magnétomètre, nous avons vu apparaître un facteur de mérite $k = S/B \times \Delta f$ qu'il importe de rendre aussi grand que possible. Nous allons examiner maintenant les moyens d'y parvenir, compte tenu des possibilités pratiques de réalisation.

1) - Influence de la lumière de pompage.

Dans les magnétomètres, tels que nous les utilisons, la lumière joue un double rôle. D'autre part, elle assure, grâce au mécanisme du pompage optique la constitution et l'entretien d'une différence de populations entre les différents sous niveaux Zeeman de l'état fondamental. D'autre part elle sert à détecter la résonance magnétique grâce à la modification de transparence de la vapeur orientée qui l'accompagne.

Lorsque la cellule de résonance ne contient que de la vapeur métallique , le processus de pompage est exactement celui décrit au chapitre I, les composantes D_1 et D_2 de la raie de résonance optique contribuant toutes deux à accumuler les atomes dans un même sous niveau

* - Ce résultat est à peu près acquis lorsque A devient supérieur à 500.

de l'état fondamental.

Au contraire lorsqu'on introduit dans la cellule un gaz étranger destiné à réduire la relaxation sur la paroi, les collisions contre les atomes du gaz ont pour effet de désorienter complètement les atomes alcalins lorsqu'ils sont dans l'état excité. Le pompage reste possible car les probabilités de transition à partir des deux sous niveaux de l'état fondamental sont différentes mais D_1 et D_2 agissent désormais en sens inverses, l'une remplissant le sous niveau que l'autre a tendance à vider. L'efficacité du pompage est alors beaucoup moindre (elle peut même s'annuler lorsque D_1 et D_2 ont même intensité). C'est pourquoi nous n'avons utilisé que le premier procédé.

Dans tous les cas, soient τ_o le coefficient de transmission de cette vapeur et $\Delta \tau_o$ la variation de τ_o correspondant à l'égalisation des populations par résonance magnétique. Il est évident que lorsque τ_o est très voisin de l'unité, le signal d'absorption est faible, mais inversement, si l'absorption est trop considérable (τ_o voisin de 0), la détection devient impossible, faute d'une lumière transmise suffisante. Nous avons choisi expérimentalement un compromis qui consiste à prendre $\tau_o \simeq 0{,}5$ au centre de la raie d'absorption (optique). La raie d'émission de la lampe étant nettement plus large, le facteur de transmission global de la vapeur est supérieur à 0,5.

L'ajustement de la valeur de τ_o (indépendante de l'intensité lumineuse) s'effectue de façon très simple en réglant la pression de vapeur de potassium à l'intérieur de la cellule de résonance par le biais de la température de la réserve métallique.

Il est à remarquer que l'absorption de 50% de la lumière correspond à la présence sur le trajet optique, par unité de surface, d'un nombre constant d'atomes de potassium quelle que soit la longueur du parcours. Une augmentation du trajet géométrique doit s'accompagner

d'une réduction de la pression de vapeur, donc de la température optimum. Typiquement avec une cellule de diamètre 50 mm, la maximum de signal est atteint pour une température de 75° C. Pour une cellule de diamètre double, la température optimum est de 65° C seulement, l'écart de 10° C correspondant à peu près à une réduction d'un facteur 2 sur la pression de vapeur.

Considérons maintenant, sur une cellule maintenue à une température constante et convenable, les effets d'une irradiation I d'intensité croissante. Nous supposerons d'abord que la cellule étant entièrement couverte par le faisceau lumineux les atomes sont irradiés en permanence avec une intensité I. Lorsque I est petit (cas des faibles orientations) la relaxation s'effectue essentiellement sur les parois et ne dépend pas de l'intensité lumineuse. Le taux d'orientation à l'équilibre et par suite la variation $\Delta \tau_o$ du coefficient de transparence à la résonance croît comme la vitesse de pompage donc proportionnellement à I. Le signal de résonance $S = I \times \Delta \tau_o$ croît donc comme I^2 tandis que la largeur de raie, inversement proportionnelle à la durée de vie dans l'état orienté, demeure constante.

Enfin, sous réserve que les instabilités de la source lumineuse soient petites devant le bruit de fluctuations du détecteur, le terme B augmente avec l'intensité suivant une loi en $\sqrt{I}$*. On en déduit que le facteur de mérite $k = S/B \times \Delta f$ varie comme $I^{3/2}$.

* - Au moins dans le cas des photomultiplicateurs. Pour les cellules photovoltaïques la loi est plus compliquée et fait intervenir l'impédance de charge et la fréquence de balayage. On doit seulement retenir dans ces conditions que b_1 croît avec I.

D'autre part, lorsque la source devient très brillante, les instabilités d'émission finissent par constituer le terme principal de bruit qui varie alors comme I.

Quand l'intensité I devient grande la situation est complètement modifiée par l'apparition de deux nouveaux mécanismes. D'une part, la durée de vie dans l'état orienté diminue car la probabilité pour un atome déjà orienté de passer dans l'état excité en absorbant un nouveau photon augmente. La largeur de raie croît donc avec I et tend à lui devenir proportionnelle. D'autre part, pour les fortes intensités le taux d'orientation tend nécessairement vers une limite finie qui correspond dans la meilleure hypothèse à une accumulation de tous les atomes dans le sous niveau de nombre m maximum. En réalité ce résultat est loin d'être atteint car la polarisation de la lumière n'est jamais exactement circulaire σ^+. La faible quantité de lumière σ^- présente dans le faisceau de pompage induit des transitions optiques qui ont tendance à vider le sous niveau peuplé par le pompage σ^+ au bénéfice de niveaux de m plus faible. Dans tous les cas lorsque l'intensité I devient suffisamment grande, $\Delta\tau_o$ tend vers une valeur indépendante de I. Comme Δf devient proportionnelle à I et que B continu à croître comme $\sqrt{I}$ le facteur de mérite k diminue désormais, quand I augmente, comme $I^{-1/2}$.

Entre ces deux lois extrêmes, k doit nécessairement passer par une valeur optimum comme l'indique le schéma de la figure V I qui sug-

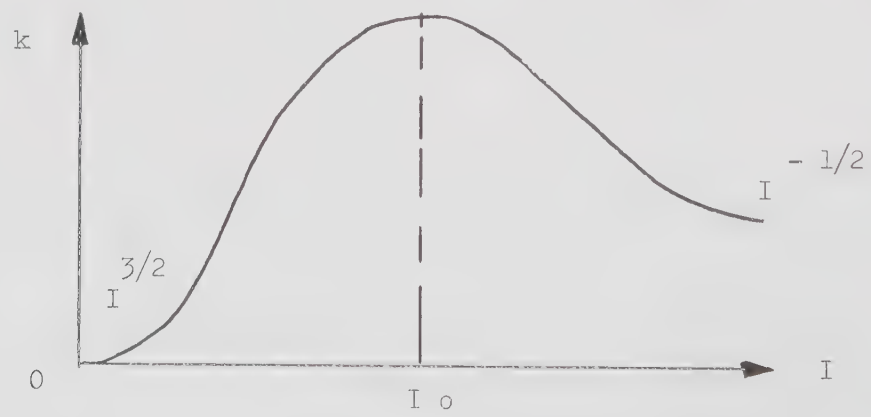


Figure V 1

gère l'existence d'une valeur particulière I_o conférant au magnétomètre des performances maxima. En réalité il n'en est pas nécessairement ainsi.

Considérons par exemple le cas d'un faisceau intense de diamètre d éclairant une cellule cylindrique de même diamètre et de longueur l dont l'axe est parallèle au faisceau. (Figure V 2). Nous supposerons

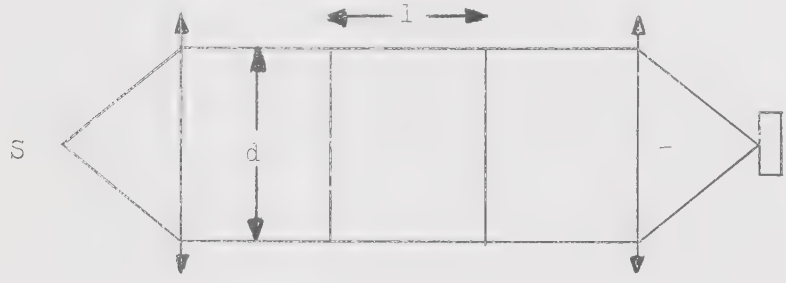


Figure V 2

que la durée de vie t_1 des atomes dans l'état orienté et par suite la largeur de raie Δf sont entièrement déterminées par l'irradiation ce qui revient à négliger le rôle des parois dans la relaxation. Nous admettrons également que le faisceau est assez intense pour que la condition $\Delta \tau_o = C^{te}$ caractéristique de l'orientation maximum soit toujours vérifiée. Le facteur de mérite possède alors une certaine valeur k, au demeurant assez faible.

Sans changer le système optique remplaçons maintenant la cellule par une autre de même longueur l et de diamètre D (Figure V 3) qui se trouvera par conséquent éclairée de façon inhomogène. Dans la zone centrale hachurée la probabilité pour un atome orienté d'absorber un photon reste proportionnelle à $1/t_1$. Mais en raison de l'agitation thermique un atome déterminé n'a qu'une probabilité ε de se trouver dans la zone éclairée, ε étant évidemment le rapport du volume éclairé au volume total, soit ici $(d/D)^2$. La probabilité réelle de déso-

rientation (en négligeant toujours la relaxation sur la paroi) est désormais $(d/D)^2 \times 1/t_1$, d'où une durée de vie $(D/d)^2\ t_1$ et une largeur de raie $(d/D)^2\ \Delta f$.

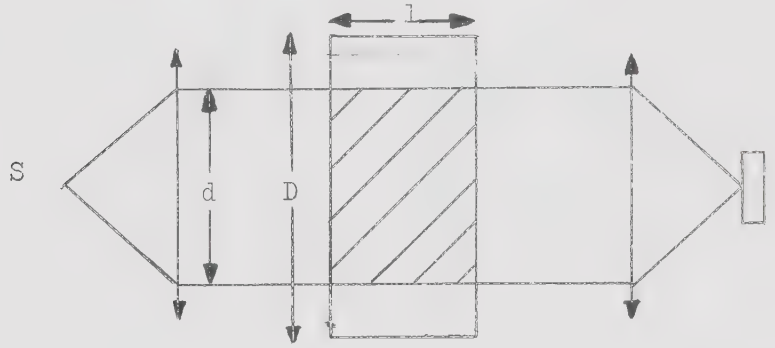


Figure V 3

D'autre part l'intensité I n'a pas varié et, conformément à l'hypothèse précédente, elle est suffisamment grande pour que $\Delta \tau_o$ demeure constant. Le facteur de mérite k_2 dans le second cas est donc égal à $D^2/d^2\ k_1$, ce qui montre que le remplacement de la première cellule de résonance par la seconde améliore de façon substantielle les performances de l'appareil. Ce résultat est important car il montre que, en utilisant des cellules suffisamment grosses et des sources suffisamment brillantes, on peut espérer accroître considérablement la sensibilité des appareils à pompage.

Naturellement les conditions expérimentales (défavorables) que nous avons prises comme hypothèses ne sont pas celles qu'on réalise en pratique. Il n'en reste pas moins que l'augmentation des dimensions de la cellule de résonance demeure un élément très favorable, puisque le rôle des parois dans la relaxation décroît également avec la taille de la cellule.

Un certain nombre de mesures visant à vérifier le bien fondé de l'hypothèse précédente ont été réalisées à la station de la Renardière.

Nous avons pu constater qu'un accroissement du diamètre des cellules entraine une certaine réduction dans la largeur de raie mais très inférieure à celle qu'on pourrait attendre si la lumière constituait le seul mécanisme de relaxation. Nos expériences ont surtout montré que, dans les conditions actuelles de fonctionnement des magnétomètres, l'élargissement d'origine lumineuse est relativement faible (5 à 6 γ) et facilement masqué par d'autres causes. Un accroissement substantiel de la brillance des sources permettrait certainement d'améliorer les performances actuelles.

II) - Influence du champ de radiofréquence.

Soit ΔS_m le signal maximum observable correspondant à l'égalisation totale des populations de deux sous niveaux consécutifs, grâce aux transitions induites par le champ de radiofréquence. Le signal réel ΔS peut alors s'exprimer en fonction de H_1 par l'expression (57)

$$\Delta S = \Delta S_m \frac{\gamma^2 H_1^2 . \tau_1 \tau_2}{1+\tau_2(\omega-\omega_o)^2+\gamma^2 H_1^2 \tau_1 \tau_2}$$

où τ_1 et τ_2 représentent les temps de relaxation longitudinal et transversal en présence de lumière pompante, γ le rapport gyromagnétique (0,7 M c/s par oersted pour le potassium), ω la pulsation $2\pi f$ du champ H_1 et ω_o la pulsation $2\pi f_o$ de résonance.

On voit que pour les faibles amplitudes du champ de radiofréquence, le signal croît à peu près comme H_1^2 tandis que la largeur de raie* reste constante et égale à $1/\pi\tau_2$. Quand H_1 croît, le signal tend vers la valeur limite ΔS_m, la largeur augmente comme

$$(\Delta f)^2 = (1/\pi\tau_2)^2 + (\gamma/\pi)^2 \tau_1/\tau_2 . H_1^2$$

* - A mi-hauteur et non entre les points de pente maximum, mais les deux largeurs varient de la même manière.

donc la pente maximum de la tangente à la courbe d'absorption, et, par suite, l'amplitude du signal de dispersion, diminuent (58).

Quant au signal fourni par le comparateur de phase, il représente pour une amplitude de balayage faible la dérivée de la courbe précédente. Il est facile de montrer que le paramètre intéressant c'est-à-dire la pente $S/\Delta f$ de la courbe au voisinage de $f = f_o$ passe par un maximum pour

$$\gamma^2 \; H_1^{\,2} \; \tau_1 \; \tau_2 \; = 1$$

d'où la valeur optimum de H_1 :

$$H_{1\,opt} = \frac{1}{\gamma \sqrt{\tau_1 \tau_2}}$$

Compte tenu de la structure complexe de la raie, du fait que le champ de balayage n'est pas infiniment petit et que τ_1 et τ_2 sont difficiles à connaître exactement, nous retiendrons seulement l'existence d'un champ optimum dont la détermination s'effectue expérimentalement sur les courbes de résonance.

III) - Influence des paramètres de balayage.

Comme nous l'avons signalé plus haut, la courbe représentant l'amplitude du signal de résonance en fonction du champ H_o n'est la dérivée de la courbe d'absorption que si l'amplitude dH du champ de balayage reste très petite devant la largeur de raie. Comme le signal obtenu dans ces conditions serait trop faible, on utilise en pratique des amplitudes de balayage beaucoup plus élevées de l'ordre de 50% de la largeur de raie ou davantage.

La pente $S/\Delta f$ de la courbe de dispersion dépend alors de l'amplitude et de la fréquence du champ de balayage qu'on doit ici encore choisir pour obtenir des performances optimales. Le problème a nécessairement été abordé par tous les auteurs utilisant cette méthode pour

la réalisation non seulement de magnétomètres (59) mais encore d'horloges atomiques (60) (61). Le cas d'une modulation sinusoïdale a été traité théoriquement par Andres et Farmer (62).

En supposant pour f une variation de la forme

$$f + \Delta f_m \cos \Omega t$$

on obtient à la sortie du comparateur de phase un signal

$$A \sin \varphi - B \cos \varphi$$

où φ désigne l'écart de phase entre la modulation $\Delta f(t)$ et le signal de référence fourni par le modulateur, A et B des fonctions des paramètres de modulation (Ω , Δf_m) et de l'écart de fréquence $f - f_o$.

La pente $S/\Delta f$ est de son côté proportionnelle à :

$$\sin \varphi \left(\frac{\partial A}{\partial c}\right)_{c=0} - \cos \varphi \left(\frac{\partial B}{\partial c}\right)_{c=0}$$

c étant la valeur normée $\dfrac{f - f_o}{\frac{\Delta f_{1/2}}{2}}$ du décalage de fréquence ($\Delta f_{1/2}$ représente la largeur à mi-hauteur de la raie d'absorption).

Enfin $(\partial A/\partial c)$ et $(\partial B/\partial c)$ s'expriment en fonction des paramètres normés de modulation.

$$g = \frac{\Delta f_m}{\frac{\Delta f_{1/2}}{2}} \qquad l = \frac{F}{\frac{\Delta f_{1/2}}{2}}$$

(F étant la fréquence du modulateur $\Omega / 2\pi$).

Dans le cas particulier de nos magnétomètres la largeur de raie $\Delta f_{1/2}$ est voisine de 300 c/s. l est alors voisin de 0,5. Dans ces conditions d'après les valeurs reproduites par Gourber (60) le maximum de pente est obtenu pour $g = 0,8$ à 1, ce qui conduit à une valeur Δf_m

de 150 c/s soit, puisque nous utilisons en fait une modulation de champ, $dH \simeq 20\,\gamma$ qui est bien la valeur qu'on obtient expérimentalement.

Cependant là encore, en raison de la structure complexe des transitions, nous avons préféré enregistrer les raies de résonance pour diverses valeurs de dH et de H_1 et tirer du réseau des courbes obtenues les paramètres optimum. La planche IX représente une raie de résonance du potassium telle qu'on peut l'obtenir dans des conditions de finesse favorables. La raie principale est la transition $F = 2$, $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$ de K 39. On distingue également $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$ et $m_F = 0 \rightarrow m_F = -1$, ainsi que la raie $F = 1$ $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$. Les autres sont trop faibles pour être identifiées.

La planche X est un exemple d'enregistrement du champ terrestre obtenu dans la station de Ker Neveste en Bretagne vers le milieu de la journée. On y trouve des pulsations d'amplitude 0,2 γ environ superposées à une variation diurne beaucoup plus importante (15 γ par heure environ) nécessitant l'utilisation du recalage automatique. Il est clair qu'on ne peut pas facilement évaluer la sensibilité réelle du magnétomètre dans de telles conditions, même en comparant les indications de deux appareils voisins.

La planche XI illustre le procédé utilisé pour déterminer expérimentalement les performances des magnétomètres. L'enregistrement du haut représente le champ local (1 γ = 50 mm), celui du bas est la différence obtenue en opposant deux appareils séparés de 30 m environ. On constate que le bruit rapide (quelques secondes) ne dépasse pas 0,02 γ. La légère dérive observée (0,05 γ en 30 minutes) est due dans ce cas particulier à un léger défaut d'équilibrage des signaux.

Sur la planche XII, on voit un enregistrement de champ tel qu'on peut l'obtenir en filtrant les fréquences très basses. La bande passante s'étend ici de 0,005 c/s à 0,5 c/s environ. La disparition des dé-

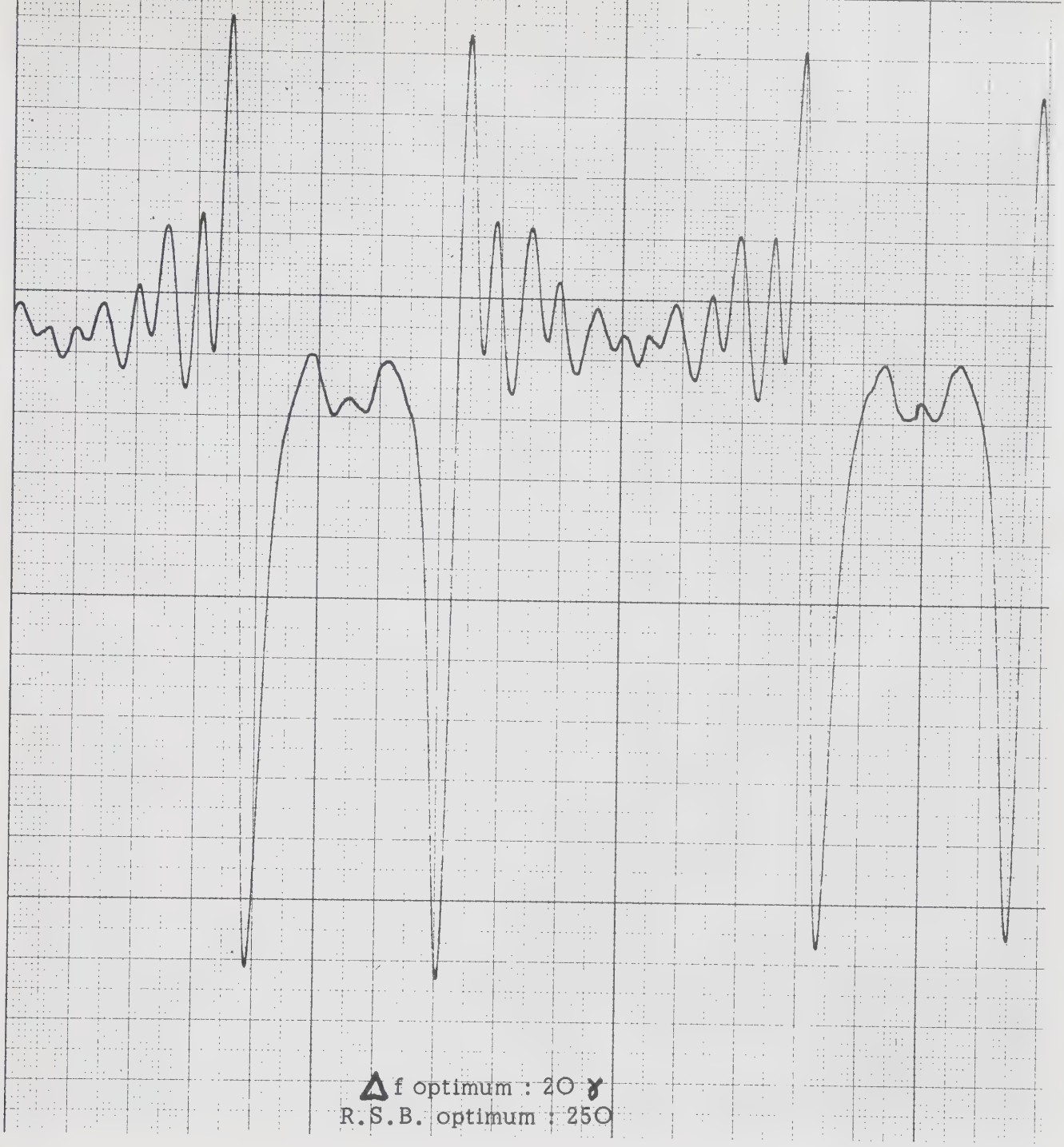


Planche IX : Enregistrement des raies de résonance du potassium naturel.

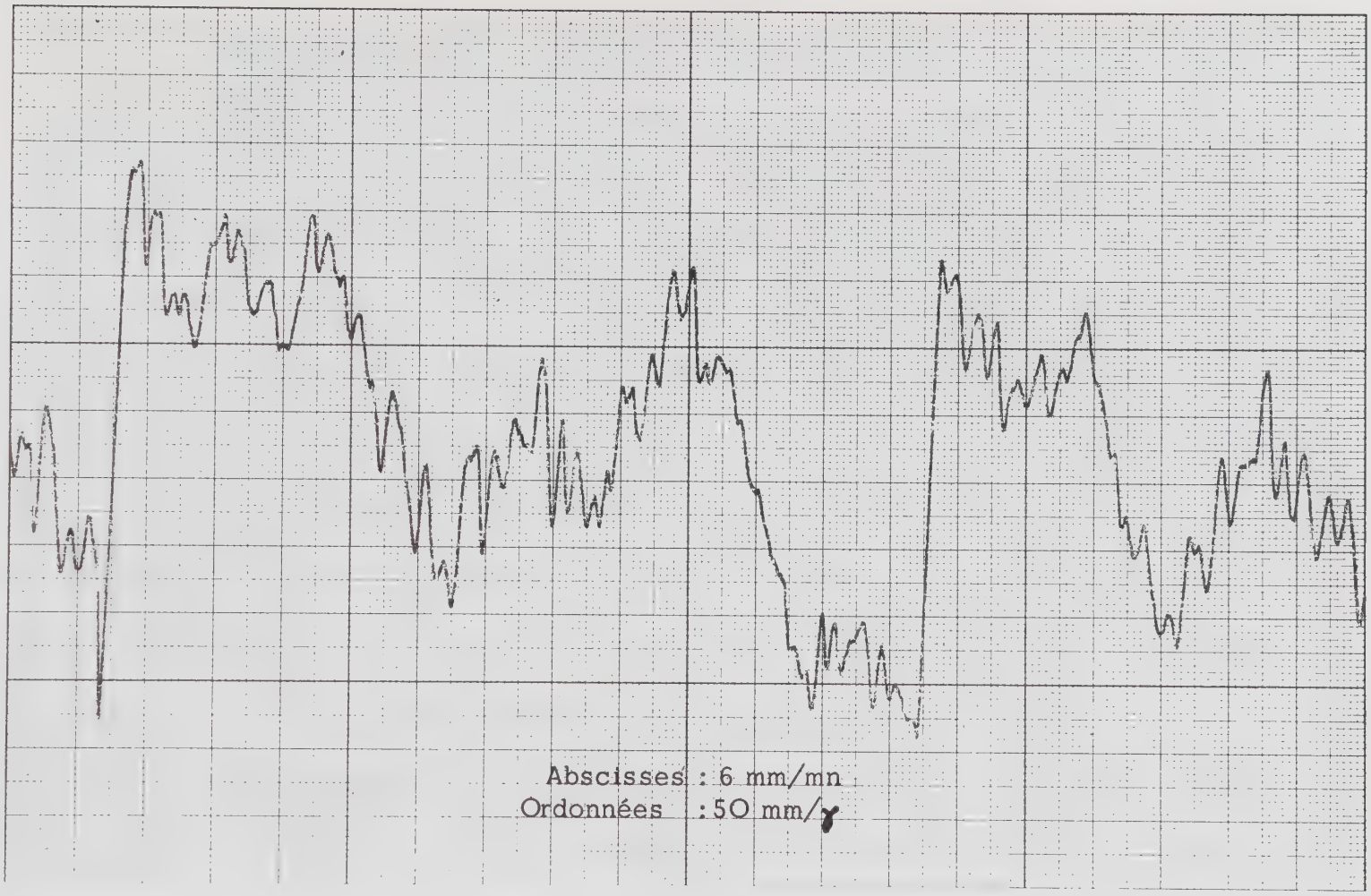


Planche X : Exemple d'enregistrement du champ terrestre (asservissement de champ - Bande passante 0-0,5c/s).

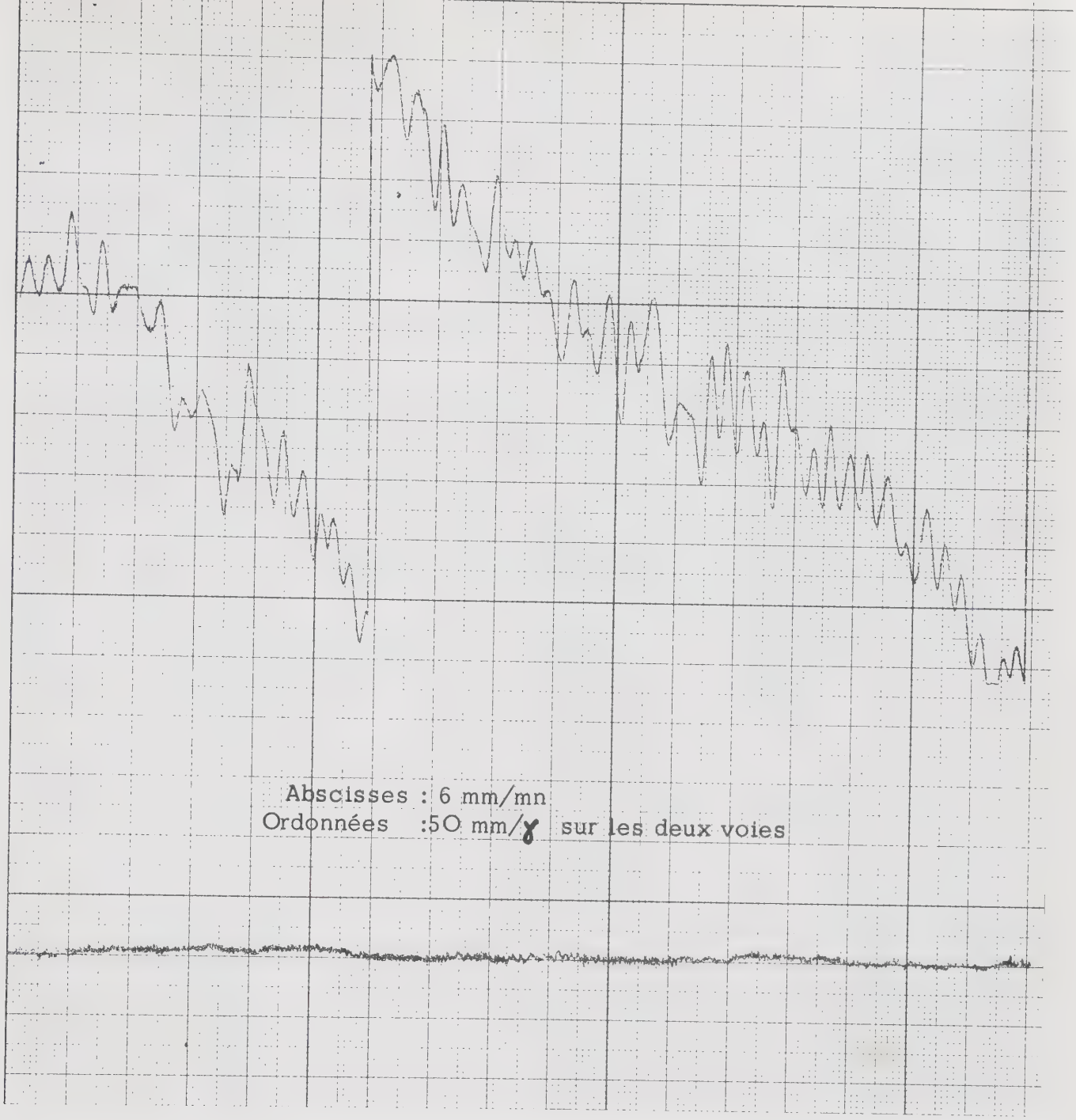


Planche XI : Exemple d'enregistrement du champ terrestre . Emploi de la méthode différentielle.

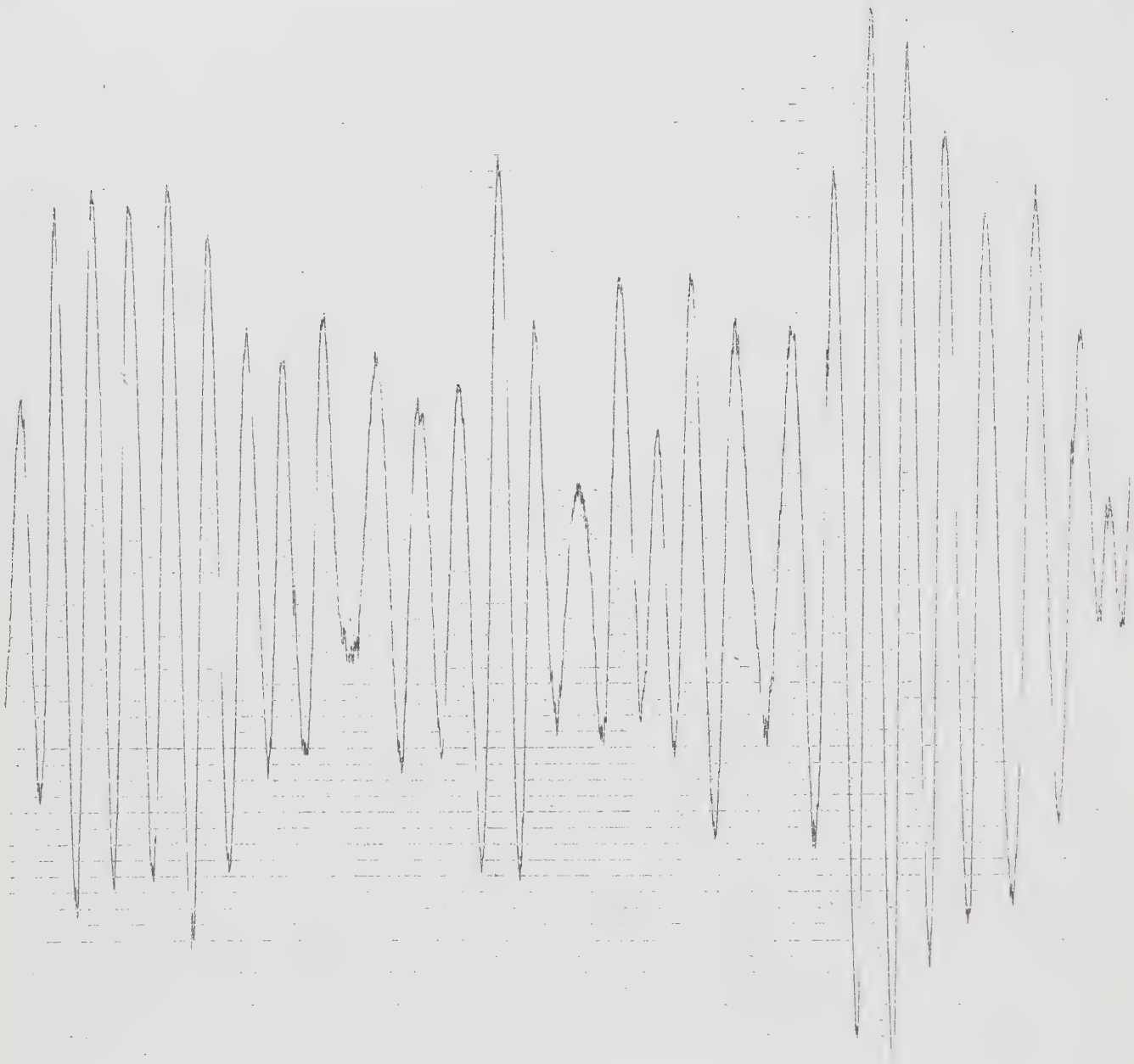


Planche XII : Exemple d'enregistrement du champ terrestre (asservissement de champ).

Bande passante : 0,5 c/s-0,005 c/s. Déroulement : 12 mm/minute.

Sensibilité : 200 mm/λ. Pulsations magnétiques.

rives lentes permet l'utilisation d'une sensibilité très élevée (200 mm/ γ), facilitant l'étude des pulsations rapides.

La planche XIII représente un enregistrement comparé d'un magnétomètre à asservissement de champ et d'un magnétomètre à asservissement de fréquence. On peut constater que les performances à court terme sont un peu meilleures dans le second cas. Toutefois, des enregistrements prolongés et surtout la comparaison d'appareils placés dans des conditions de température différentes montrent qu'il n'est pas possible avec les appareils actuels de réduire les dérives aléatoires au dessous de 0,1 γ (en deux ou trois heures) et 0,2 à 0,3 γ en vingt quatre heures, en raison de la modification du profil de la raie de résonance déjà signalée.

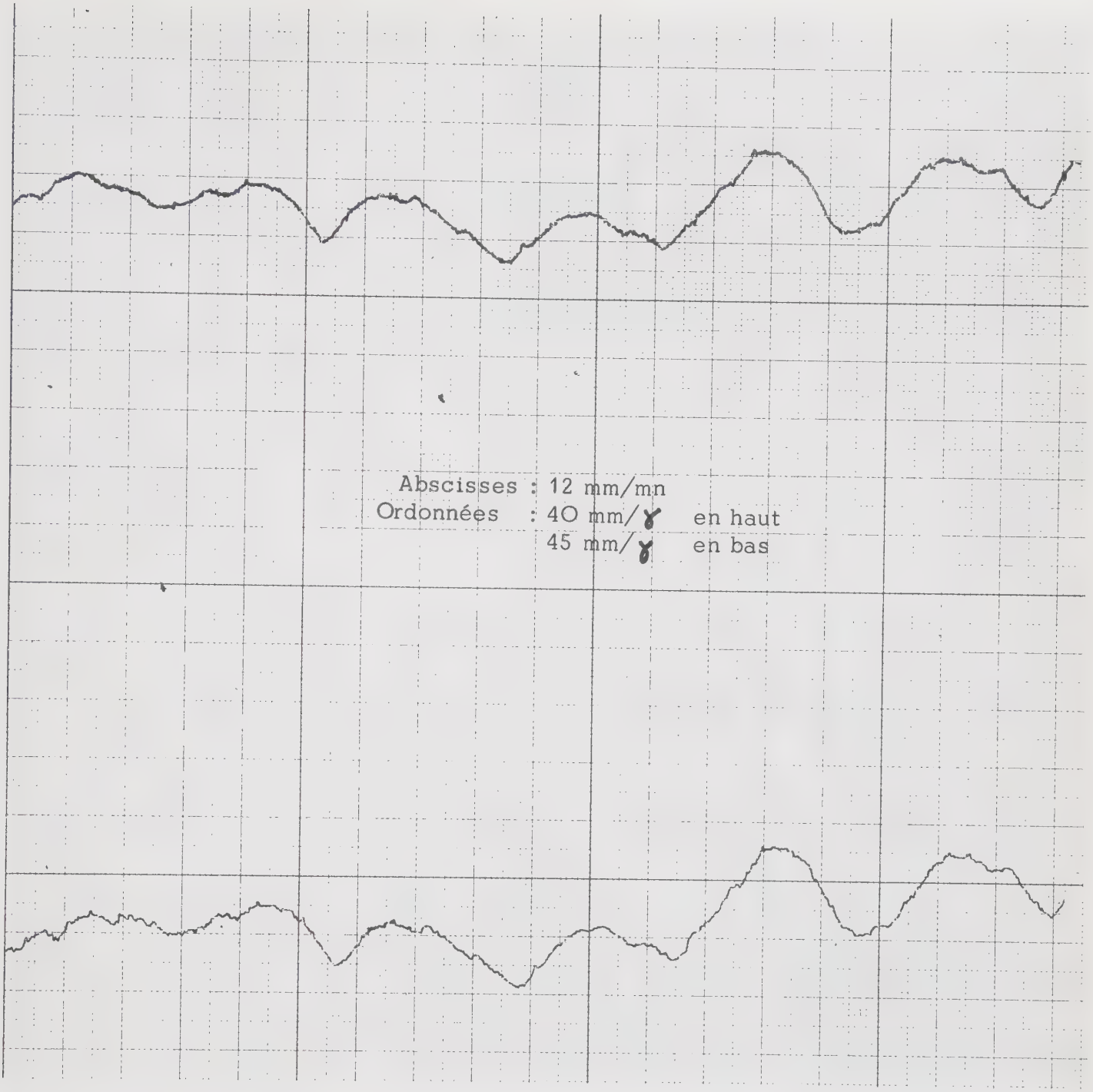


Planche XIII : Exemple d'enregistrement du champ terrestre. Comparaison de l'asservissement de champ (en haut) et de fréquence (en bas).

CHAPITRE VI

MAGNETOMETRES DIRECTIONNELS

En de nombreuses circonstances il est intéressant de connaître non pas les variations du champ total F mais celles de ses composantes H, Z ou D. De telles études sont poursuivies depuis longtemps dans les observatoires magnétiques à l'aide de variomètres à aimant plus ou moins perfectionnés. La sensibilité usuelle est de 1 γ /mm pour les enregistrements lents ce qui est nettement insuffisant pour l'étude des corrélations magnétiques telle que nous l'avons entreprise. On peut évidemment essayer d'utiliser les bonnes performances des magnétomètres à résonance magnétique nucléaire ou à pompage optique. Pour déterminer H par exemple il suffit de placer un de ces appareils dans un système de bobines annulant la composante Z. La précision de cette compensation n'a d'ailleurs pas besoin d'être très grande car au voisinage de Z = 0, H ne dépend de Z qu'au deuxième ordre près et une stabilité du champ de compensation de l'ordre de 5.10^{-4} est largement suffisante. Cette méthode a effectivement été employée à plusieurs reprises avec succès en France (63) et aux Etats-Unis.

Toutefois et malgré l'orientation générale de nos recherches vers le pompage optique, nous avons tenté d'utiliser pour les études directionnelles des variomètres à aimants en profitant de l'apparition sur le marché d'une version industrielle antivibratoire à aimant

* - Un exemple de réalisation poussée est fourni par l'Observatoire de Varian (11).

asservi dont le principe est résumé ci-dessous *.

Un barreau aimanté suspendu à un fil vertical à très faible constante de torsion s'oriente suivant la composante horizontale H du champ terrestre qui joue le rôle de champ directeur (Figure VI 1).

Cetaimant porte un miroir qui réfléchit les rayons d'une source S vers deux cellules photovoltaïques (C) montées en opposition.

L'optique est conçue de telle manière, que lorsque l'axe de l'appareil est exactement EO (magnétique) la différence entre les signaux photoélectriques est nulle.

Un champ de perturbation D fait tourner l'aimant. Le signal de déséquilibre est appliqué à travers un amplificateur continu extérieur** A à des bobines de Helmholtz B créant à l'emplacement du barreau un champ opposé à D. On reconnait un système d'asservissement de champ analogue à celui utilisé dans le magnétomètre à pompage décrit au chapitre II, mais ici les performances sont à priori bien meilleures. En effet, comme dans le cas de l'appareil à pompage, on peut définir un facteur de mérite en boucle ouverte S/B x D où S désigne le signal photoélectrique de déséquilibre pour une rotation α de l'aimant, B le bruit des cellules photoélectriques qui dépend peu de α et D la composante EO du champ produisant la rotation α. En utilisant comme champ directeur le champ terrestre ($H_o \simeq 20000\ \gamma$) et grâce à une technique de double réflexion on obtient un déplacement du spot dans le plan des cellules de 0,04 mm environ pour $D = 1\ \gamma$. A ce déplacement est associé un signal S d'environ 1 mV. Le bruit dans la bande 0 - 1 c/s ne dépassant pas 1 μV

* - Cet appareil dont le principe est connu depuis un certain temps (64) a fait l'objet d'études récentes de la part de A. Jolivet. Il est commercialisé par la Société M.N.O.P.

** - Rochar A 1430.

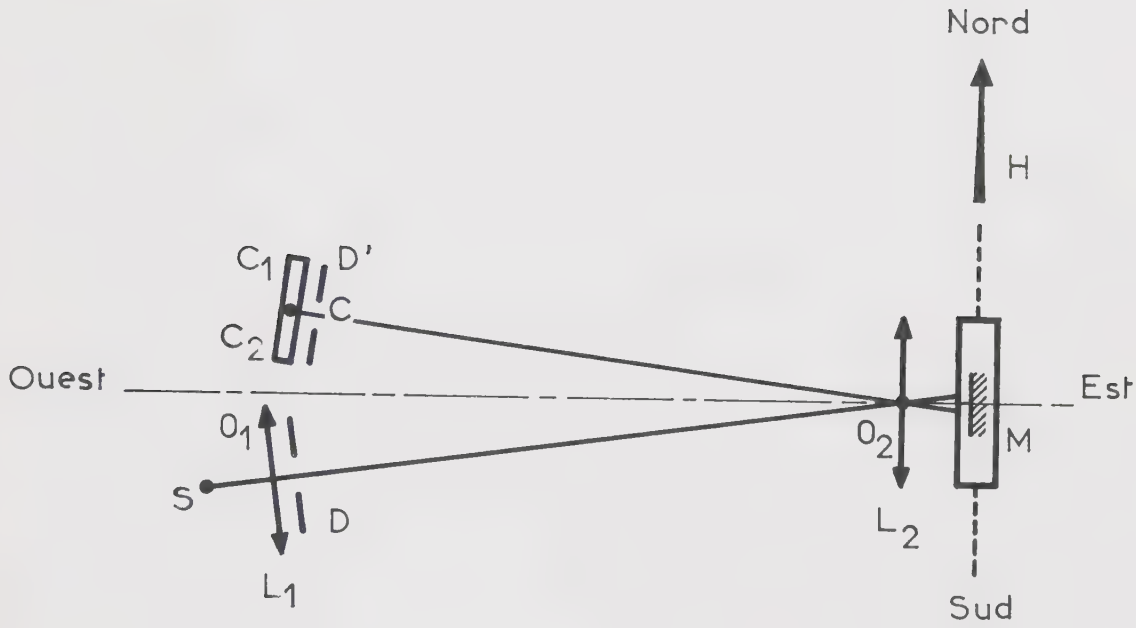


Fig. VI 1

Schema de principe du magnétomètre à aimant asservi. Les bobines d'asservissement ne sont pas représentées sur la figure.

on devrait s'attendre à une sensibilité théorique de 1/1000 γ . Ces performances séduisantes nous ont poussé à acquérir deux exemplaires de la version industrielle en 1965.

Malheureusement nous nous sommes assez vite aperçus que ces appareils, s'ils peuvent rendre quelques services dans les caves d'un observatoire sont pratiquement inutilisables sur le terrain, en raison d'une extrême sensibilité aux variations de température et plus spécialement aux gradients thermiques de toutes sortes qui provoquent des dérives aléatoires pouvant atteindre plusieurs γ .

En plaçant la source lumineuse à l'extérieur du boitier du magnétomètre et en prenant un maximum de précautions contre les échanges thermiques parasites il est possible de ramener ces dérives aux environs de 0,1γ en air calme pendant quelques dizaines de minutes. Ce résultat étant insuffisant nous avons été amenés à réétudier entièrement l'appareil.

Revenons au schéma de la figure VI 1 et désignons par I_o l'intensité émise par la source S, par σ_1 et σ_2 les sensibilités respectives des cellules C_1 et C_2, par S_1 et S_2 les surfaces éclairées de ces cellules. A un facteur constant près le signal différentiel aux bornes de C_1 C_2 est

$$(\sigma_1 S_1 - \sigma_2 S_2) I_o \qquad (1)$$

Si les cellules ont la même sensibilité, la condition d'équilibre s'écrit $S_1 = S_2$ quelles que soient les valeurs prises par I_o et σ .

Mais en réalité aucune de ces grandeurs n'est constante. Nous devons donc ajouter au signal appliqué à l'entrée de l'amplificateur un terme aléatoire dont l'expression est :

$$
\begin{aligned}
& (\sigma_1 S_1 - \sigma_2 S_2)\, d I_o \\
+ \; & I_o (S_1\, d\, \sigma_1 - S_2\, d\, \sigma_2) \qquad (2) \\
+ \; & I_o (\sigma_1\, d\, S_1 - \sigma_2\, d\, S_2) \\
+ \; & B
\end{aligned}
$$

Le premier terme, relatif à une variation de l'intensité lumineuse, est négligeable car une fois le système asservi le coefficient $(\sigma_1 S_1 - \sigma_2 S_2)$ est nul ou très petit.

Le second représente l'effet produit par une modification de la sensibilité des cellules, par exemple sous l'action de la température. Pour des cellules photovoltaïques au silicium, σ diminue d'environ 1% par degré, donc un écart de 0,1º C entre C_1 et C_2 entraine l'apparition d'un signal parasite de 0,1% du terme principal $I_o\ \sigma_1\ S_1$ soit 0,1 γ . Lorsque la température ambiante θ augmente, σ_1 et σ_2 varient dans le même sens. Toutefois les lois $\sigma_1(\theta)$ et et $\sigma_2(\theta)$ sont rarement identiques. En admettant une différence de 5% entre les coefficients $d\ \sigma_1/d\theta$ et $d\ \sigma_2/d\theta$, une élévation de température de 2º C provoque également un signal parasite de 0,1 γ .

En triant soigneusement un lot de cellules on arrive à constituer des paires présentant des dérives 2 à 3 fois plus faibles que celles mentionnées ci-dessus. La variation de σ avec la température n'en reste pas moins un facteur de limitation important.

Le troisième terme recouvre deux effets distincts :

d'une part, le déplacement de l'image D' produit par une rotation de l'aimant.

d'autre part, le déplacement des cellules par rapport à une ima-

ge D' immobile.

Dans les deux cas $d S_1 = - d S_2$ et ce terme s'écrit :

$$I_o (\sigma_1 + \sigma_2) d S_1$$

Si la rotation de l'équipage mobile s'effectue sous l'action d'un champ magnétique $I_o (\sigma_1 + \sigma_2) d S_1$ représente le signal qu'il s'agit de détecter. Mais si l'aimant vient à tourner sous l'action d'un couple mécanique en l'absence de toute variation du champ, l'effet est indésirable. Toutefois son importance est assez difficile à évaluer.

Même si l'image D' reste parfaitement immobile, les cellules C_1 et C_2 peuvent se déplacer par rapport à elle, si leur support vient à se déformer, sous l'action d'un gradient thermique par exemple. C'est ainsi qu'un écart de température de 0,1º C entre les deux côtés longs d'une plaque rectangulaire en arcap de 30 cm x 10 cm ($\lambda = 2\ 10^{-5}$) entraine un déplacement transversal du petit côté de 1,8 μ soit 0,05 γ environ, ce qui n'est pas négligeable.

Enfin le dernier terme à considérer est le bruit B des circuits électroniques associés au capteur. Dans le cas d'une amplification continue, l'amplitude des dérives est relativement élevée et il faut encore y ajouter les forces électromotrices thermoélectriques qui peuvent prendre naissance en divers points du circuit d'entrée. Cependant comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, la sensibilité autorisée par l'électronique seule, demeure très élevée, 0,001 γ environ.

Il est possible d'améliorer les performances du système détecteur que nous venons de décrire.

Considérons le schéma de la figure VI 2 dérivé de celui de la figure VI 1.

On utilise cette fois deux sources S_1 et S_2 dont la lentille L_1

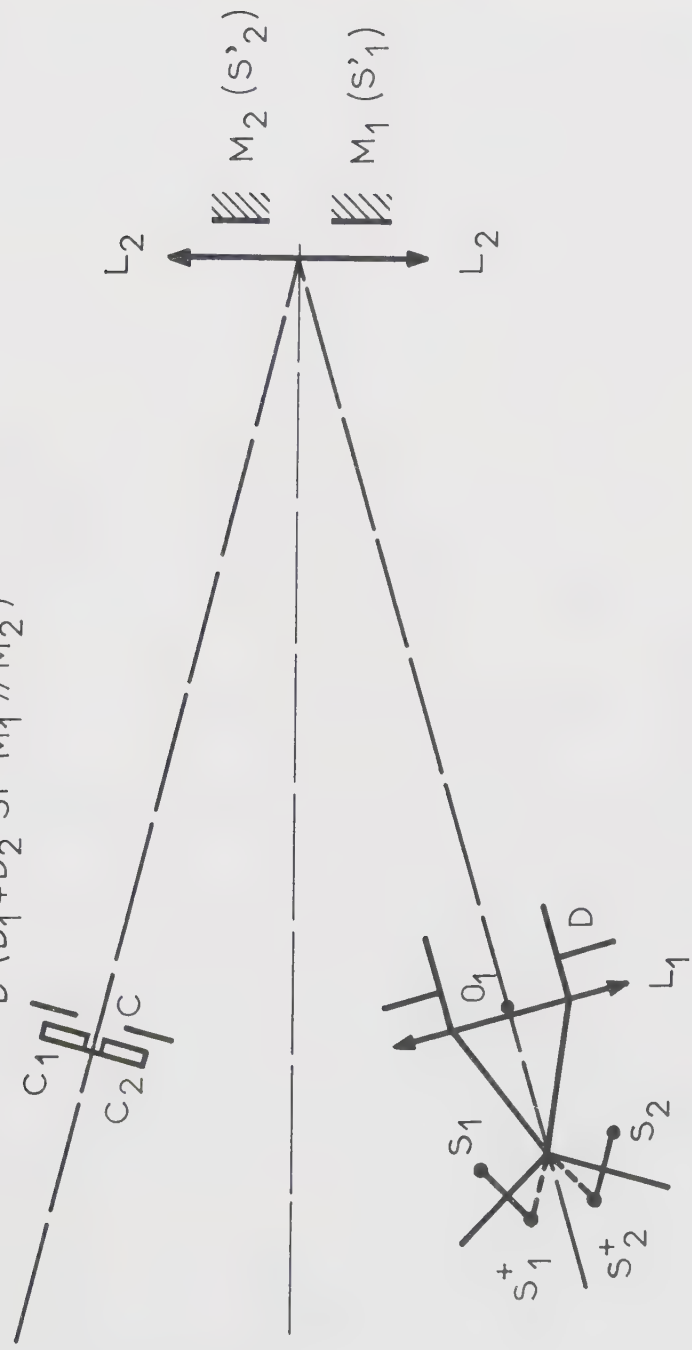


Fig. VI 2

forme deux images distinctes S'_1 et S'_2 . L'une S'_1 se réfléchit sur un miroir M_1 fixe, tandis que l'autre S'_2 se réfléchit sur un miroir M_2 solidaire de l'aimant. La lentille L_2 fournit en général du diaphragme D, deux images D'_1 et D'_2 qui se confondent lorsque les directions de M_1 et de M_2 sont parallèles.

Les sources S_1 et S_2 sont alimentées par des tensions alternatives en opposition de phase. L'intensité lumineuse comporte alors un terme modulé d'amplitude I_1 pour S_1 , I_2 pour S_2 . La source S_1 éclaire sur C_1 une surface S_{11} et sur C_2 une surface S_{12}. De même S_2 éclaire sur C_1 une surface S_{21} et sur C_2 une surface S_{22}. Compte tenu de l'opposition de phase entre les sources la partie modulée du signal différentiel s'écrit :

$$I_1 (\sigma_1 S_{11} - \sigma_2 S_{12}) - I_2 (\sigma_1 S_{21} - \sigma_2 S_{22}) \qquad (3)$$

Lorsque M_1 et M_2 sont parallèles, $S_{11} = S_{21}$ et $S_{12} = S_{22}$, d'où le signal :

$$(I_1 - I_2) (\sigma_1 S_{11} - \sigma_2 S_{12}) \qquad (4)$$

Supposons que M_1 restant fixe, M_2 tourne d'un petit angle. Seule l'image D'_2 se déplace : S_{11} et S_{12} sont constants, S_{21} varie de $d S_{21}$ et S_{22} de $d S_{22} = - d S_{21}$. La variation du signal photoélectrique entrainée par la rotation de l'aimant est donc

$$I_2 (\sigma_1 + \sigma_2) d S_{21}$$

expression équivalente à celle déjà trouvée dans le cas d'une source unique, $I_o (\sigma_1 + \sigma_2) d S_1$.

Reprenons maintenant l'étude des termes aléatoires dans l'hypothèse de deux miroirs M_1 et M_2 fixes et parallèles. On les obtient

en dérivant l'expression (4) ce qui donne :

$$(\sigma_1 S_{11} - \sigma_2 S_{12}) \cdot d(I_1 - I_2)$$

$$+ (I_1 - I_2)(S_{11}\, d\sigma_1 - S_{12}\, d\sigma_2) \qquad (5)$$

$$+ (I_1 - I_2)(\sigma_1\, dS_{11} - \sigma_2\, dS_{12})$$

$$+ B$$

On peut comme précédemment faire en sorte que $\sigma_1 S_{11} - \sigma_2 S_{12} \simeq 0$ une fois le système asservi. Le premier terme est alors négligeable d'autant plus que très souvent I_1 et I_2 varient dans le même sens ce qui entraine $d(I_1 - I_2) \ll dI_1$. Les deux termes suivants sont ceux de l'expression (2) multipliés par le facteur $I_1 - I_2 / I_o$ qu'il est possible de rendre très petit, de l'ordre de 0,01 par exemple. On réduit ainsi considérablement l'influence de la variation de σ , ainsi que celle des déformations mécaniques des supports. En revanche les causes susceptibles de modifier le parallèlisme de M_1 et de M_2 , les couples s'exerçant sur l'aimant par exemple, produisent des dérives équivalentes dans les deux systèmes.

Enfin le bruit B se trouve également diminué car l'amplification est désormais alternative, ce qui élimine les instabilités d'origine thermique et réduit le bruit de scintillation des détecteurs. Par contre le signal photoélectrique est plus faible car la profondeur de modulation de la lumière est seulement de 15%. Au total le rapport signal/bruit est légèrement plus petit que dans la version continue, la limite imposée par l'électronique se situant vers 0,005 γ .

Toutes ces évaluations demandant à être vérifiées expérimentalement nous avons réalisé le montage de la figure VI 2 en remplaçant les

miroirs M_1 et M_2 par un miroir unique M. La condition de parallèlisme entre M_1 et M_2 se trouve donc automatiquement satisfaite*.

La distance entre les images S'_1 et S'_2 des sources S_1 et S_2 est de 1 à 2 cm. Compte tenu d'un grandissement optique de l'ordre de 4, les sources elles-mêmes doivent être écartées de 3 ou 4 mm. Il n'est pas possible de trouver dans le commerce des lampes à incandescence possédant à l'intérieur d'une même ampoule deux filaments fins, parallèles, alimentés de façon indépendante. Nous avons donc utilisé deux lampes distinctes. Le diamètre des ampoules interdisant de rapprocher les filaments à moins de 15 mm, nous avons substitué à S_1 S_2 des sources virtuelles S^*_1 S^*_2 obtenues par réflexion dans deux miroirs plans rectangulaires (Figure VI 3). L'écart S^*_1 S^*_2 est réglable à volonté

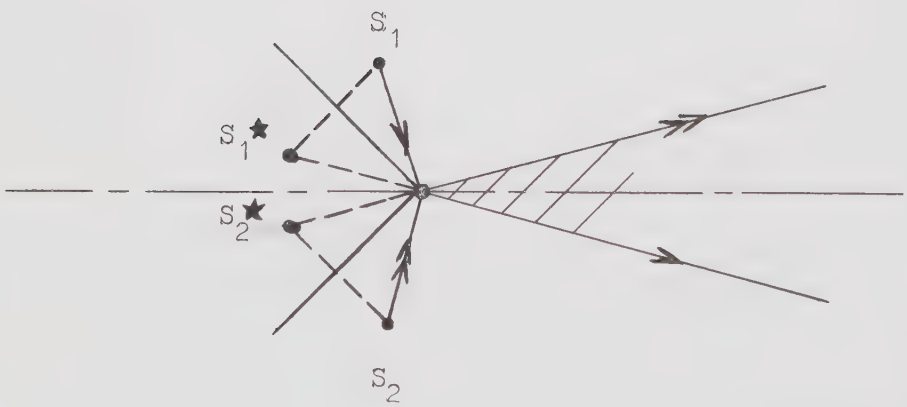


Figure VI 3

* - Ceci s'obtient en utilisant une lentille L_2 plan convexe dont la face arrière, plane, est métallisée.

en déplaçant les sources par rapport aux miroirs à condition que la zone éclairée par les deux sources (hachurée sur la figure VI 3) couvre constamment au moins le diaphragme D et de préférence la lentille collectrice toute entière.

S^*_1 et S^*_2 jouent le rôle d'objets réels par rapport à L_1 qui en donne des images S'_1 et S'_2 au voisinage de L_2. La séparation des faisceaux s'effectue dans le plan de figure et la condition d'équipartition exacte de la lumière entre C_1 et C_2 oblige à une mise au point rigoureuse (à 0,5 mm) près de l'image D' sur les cellules. A cet égard une séparation des faisceaux dans le plan de symétrie est plus avantageuse et c'est elle que nous avons finalement retenue. On ne peut empêcher malgré tout les sources S_1 et S_2 d'envoyer sur C_1 C_2 une faible quantité de lumière parasite ce qui limite en tout état de cause à 0,5% de l'intensité totale, l'amplitude minimum du signal différentiel.

Les sources S_1 et S_2 sont alimentées à 80 c/s par des signaux carrés produits par un bistable. L'oscillateur est identique à celui utilisé dans les magnétomètres à pompage. Il est seulement complété par un double adaptateur d'impédance qui permet de délivrer à chaque lampe une puissance de l'ordre de 2 watts. Grâce à un certain nombre de précautions prises pour assurer la stabilité de l'émission contre les fluctuations de la tension d'alimentation et l'usure du filament, l'intensité lumineuse peut rester constante à mieux que 1% près durant une semaine. Enfin un potentiomètre permet de faire varier de quelques centièmes la valeur de I_o (ou de I_1) pour assurer le parfait équilibrage des sources.

Les circuits électroniques associés aux cellules sont également identiques à ceux utilisés dans les magnétomètres à pompage et décrits dans le chapitre II. Ils se composent d'un amplificateur alternatif de gain $3\ 10^5$, d'une détection synchrone et d'un amplificateur de puissance

en courant continu. L'enregistrement du courant de sortie permet d'étudier les instabilités de l'ensemble, assimilables à des variations magnétiques fictives produisant le même signal d'entrée et que nous pourrons par suite exprimer en γ .

Le montage que nous venons de décrire, essayé à l'air libre, a révélé l'existence d'une importante scintillation de l'image D' provoquée par la turbulence atmosphérique. Le bruit de fond observé à court terme est alors à peine inférieur à celui obtenu avec une source unique ($0,1\,\gamma$). On le divise par 3, en plaçant le système optique à l'intérieur d'une enceinte fermée, éliminant les courants d'air. Le remplacement de l'air par de l'hélium, dix fois plus conducteur et dix fois moins réfringent, permet de gagner un nouveau facteur 3. Le bruit rapide s'établit alors à un niveau crête à crête inférieur à $0,01\,\gamma$ sensiblement indépendant du système utilisé. En revanche les dérives lentes sont divisées au moins par un facteur 20 et ramenées au dessous de $0,02\,\gamma$ pendant plusieurs heures, ce qui montre clairement l'intérêt de la méthode de détection proposée.

En étudiant au début du chapitre les différentes sources de perturbation possibles, nous avons dit que les couples mécaniques agissant sur l'aimant sont difficilement chiffrables. Il est permis de penser cependant qu'ils constituent la cause principale des dérives de la version antivibratoire que nous avons expérimentée. Considérons en effet le montage de principe de la figure VI 1 où H_o désigne le champ directeur. En remplaçant H_o par un champ H_o/n on fait correspondre à une variation magnétique donnée dD une rotation de l'aimant n fois plus grande que dans le cas initial. Toutes les perturbations envisagées, sauf une, sont indépendantes de H_o. Elles demeurent donc constantes en grandeur et le signal magnétique équivalent est désormais n fois plus petit. Au contraire lorsque un couple mécanique parasite Γ s'exerce sur l'aimant, l'équipage tourne d'un angle $\alpha = \Gamma / M H_o$ et si l'on

divise H_o par n, la rotation devient $n\alpha$ et le signal magnétique équivalent demeure inchangé. Or toutes les tentatives pour améliorer les performances du magnétomètre industriel en réduisant H_o se sont soldées par des échecs ce qui nous parait justifier le point de vue exprimé plus haut.

Pour pouvoir bénéficier d'une sensibilité élevée, il est donc indispensable de soustraire l'équipage mobile à toute contrainte mécanique, en particulier celles provenant du fil de suspension. L'utilisation d'un asservissement de position permet en principe de travailler à torsion nulle, mais seulement si la matière constituant la suspension ne possède pas d'hystérésis mécanique, et si le support, auquel l'aimant est suspendu, ne subit lui-même aucune torsion. Dans le cas contraire si on désigne par θ la rotation de l'azimuth de torsion nulle et C la constante de torsion du fil, le couple exercé au niveau de l'aimant est $C\theta$ et la rotation indésirable $\alpha = C\theta / MH_o$. On a intérêt à choisir un fil de très faible constante de torsion et aussi dépourvu d'hystérésis que possible. Pour nos premiers essais nous avons utilisé un ruban de bronze de 0,5 x 0,05 mm raisonnablement robuste, mais dans la version définitive le fil de suspension sera soit un ruban de 0,5 x 0,02 mm, soit de préférence un fil de quartz de 20 μ de diamètre. Dans ce dernier cas l'hystérésis mécanique est particulièrement faible. La longueur commune à tous ces fils est 8 cm, l'équipage étant seulement suspendu et non tendu ce qui divise par deux le couple de torsion et permet des réglages étendus de la position de l'aimant. Celui-ci est un barreau cylindrique de ticonal de 40 x 6 mm et pesant 8 g. Il est accroché au fil de suspension par une chape d'acier inoxydable dont une des faces polie et métallisée constitue le miroir M_2*. Nous avons déterminé les périodes d'oscillation T_o et T_1 de l'équipage avant et après aimantation du barreau. Le rapport

* - Le choix d'une suspension métallique est dicté par le désir d'obtenir une température parfaitement uniforme et d'éviter ainsi toute déformation du miroir.

T_o/T_1 est supérieur à 10 d'où l'on déduit que C est inférieur à 0,01 MH_o.*

D'autres contraintes mécaniques peuvent survenir si l'aimant est plongé dans un milieu visqueux animé de mouvements de convection. A cet égard l'immersion de l'équipage dans un liquide pour le rendre antivibratoire est certainement très désavantageuse sans préjudice de la scintillation optique que peut provoquer le mouvement du fluide. Même dans l'air relativement calme, de tels courants risquent encore d'être gênants. Le désir de les éliminer totalement, en supprimant du même coup la scintillation de l'image et de procurer à l'équipage mobile un excellent isolement thermique nous a conduit en dépit d'une complication mécanique certaine à placer l'essentiel du magnétomètre dans le vide. Pour que l'appareil ne cesse pas complètement d'être utilisable sur le terrain il faut naturellement que l'enceinte soit susceptible de conserver un vide statique suffisant pendant plusieurs jours, tout en offrant la possibilité d'effectuer les opérations nécessaires à la mise en station et au réglage du magnétomètre.

Un aimant suspendu dans le vide par un fil de torsion peut osciller pendant très longtemps autour de sa position d'équilibre. Un amortissement est donc absolument nécessaire. Il doit être parfaitement visqueux, n'exercer aucun couple parasite statique ou dynamique sur le barreau immobile et pouvoir fonctionner dans le vide. Nous avons adopté un amortissement électromagnétique qui répond seul à ces conditions.

Des six mouvements (trois de translation et trois de rotation) que peut prendre le barreau, deux sont très improbables (la rotation autour de l'axe du barreau et la translation verticale parallèle au fil) et un troisième est normalement contrôlé par le système d'asservissement.

* - Tout au moins dans le cas d'un fil de quartz de 20 µ. Le ruban de bronze employé aux essais possède une constante de torsion dix fois supérieure.

Les trois derniers sont efficacement amortis en introduisant le barreau dans une cavité creusée dans une pièce massive de duralumin. En raison de la faible résistance électrique de l'enceinte les courants de Foucault induits par les mouvements de l'aimant sont suffisamment intenses pour immobiliser un barreau violemment sollicité en une ou deux minutes. Naturellement le système reste sensible aux vibrations mécaniques et ne peut fonctionner convenablement que sur un support stable et horizontal.*

Le corps** du magnétomètre est un tube de pyrex de 100 mm de diamètre terminé par deux rodages rigoureusement coaxiaux.

L'un reçoit une partie mâle en duralumin portant le diaphragme D et les cellules C_1 C_2 ; l'autre une partie mâle semblable portant une lentille L_2 plan convexe métallisée sur la moitié de sa face plane, le système d'amortissement et de blocage de l'aimant.

Un troisième rodage d'axe perpendiculaire aux deux autres reçoit le support de l'équipage mobile.

La partie du montage optique comportant les sources S_1 et S_2 ; un prisme rectangle métallisé fournissant S^*_1 et S^*_2 et la lentille L_1 est placée en dehors de l'enceinte vide. Un certain nombre de réglages permettent d'obtenir à travers L_1 L_2 deux images S'_1 et S'_2 dont l'une S'_1 se réfléchit sur la face arrière de la lentille L_2 et l'autre sur le miroir M_2 solidaire de l'aimant. Par construction l'image D' du

* - Cette exigence est commune à tous les magnétomètres de ce type y compris la version dite "antivibratoire". En effet dans l'appareil développé par M.N.O.P. seul l'élément mobile est immergé. Une déformation mécanique en modifiant la position relative du miroir et des cellules fait apparaître là comme ailleurs un signal parasite. En fait le seul avantage de l'immersion est de conférer à l'équipage mobile une très grande robustesse, malheureusement acquise au détriment des performances du magnétomètre.

**- Voir schéma page 127.

diaphragme D fournie par S'_1 éclaire symétriquement les cellules C_1 C_2. Toutefois l'équilibrage rigoureux nécessite un réglage. A cet effet la lentille L_2 est montée dans un barillet dont la position par rapport à l'axe de l'appareil peut être modifiée en agissant sur trois vis calantes reposant elles mêmes sur trois billes de verre emprisonnées dans le support conique*. On peut ainsi amener le centre de l'image D' à une fraction de millimètre du centre de C_1 C_2. Le réglage ultime s'obtient en excentrant légèrement de d l'axe de la lentille L_2 par rapport à celui des rodages. Au cours d'une rotation β du rodage porte diaphragme, les cellules tournent autour de O centre du rodage et D' autour de O' pied de l'axe optique de L_2. Il en résulte un déplacement relatif transversal de D' par rapport à C_1 C_2 égal à $\varepsilon = 2\ \beta d$, ce qui permet d'équilibrer exactement les signaux.

Deux ensembles conformes à la description précédente ont été réalisés au cours de l'été 1967**. Ils sont encore à l'heure actuelle au stade des essais et des perfectionnements de détail, et leurs performances limites ne sont sûrement pas atteintes. Les premiers résultats sont cependant des plus encourageants.

Dans des conditions thermiques moyennes (variations au cours de la journée de l'ordre de 2 à 3°) et des conditions d'homogénéité de champ franchement médiocres nous avons pu faire fonctionner les deux appareils à faible distance l'un de l'autre durant quarante huit heures. Une fraction (deux heures environ) de l'enregistrement obtenu est représenté planche XV. Selon notre habitude nous avons enregistré simultanément les indications de l'un des magnétomètres et la différence entre

* - Ce montage relativement compliqué a pour but d'isoler électriquement le barillet du support. Aucun courant thermoélectrique générateur de perturbation ne peut alors circuler autour de l'aimant.

** - L'un de ces exemplaires est représenté planche XIV.

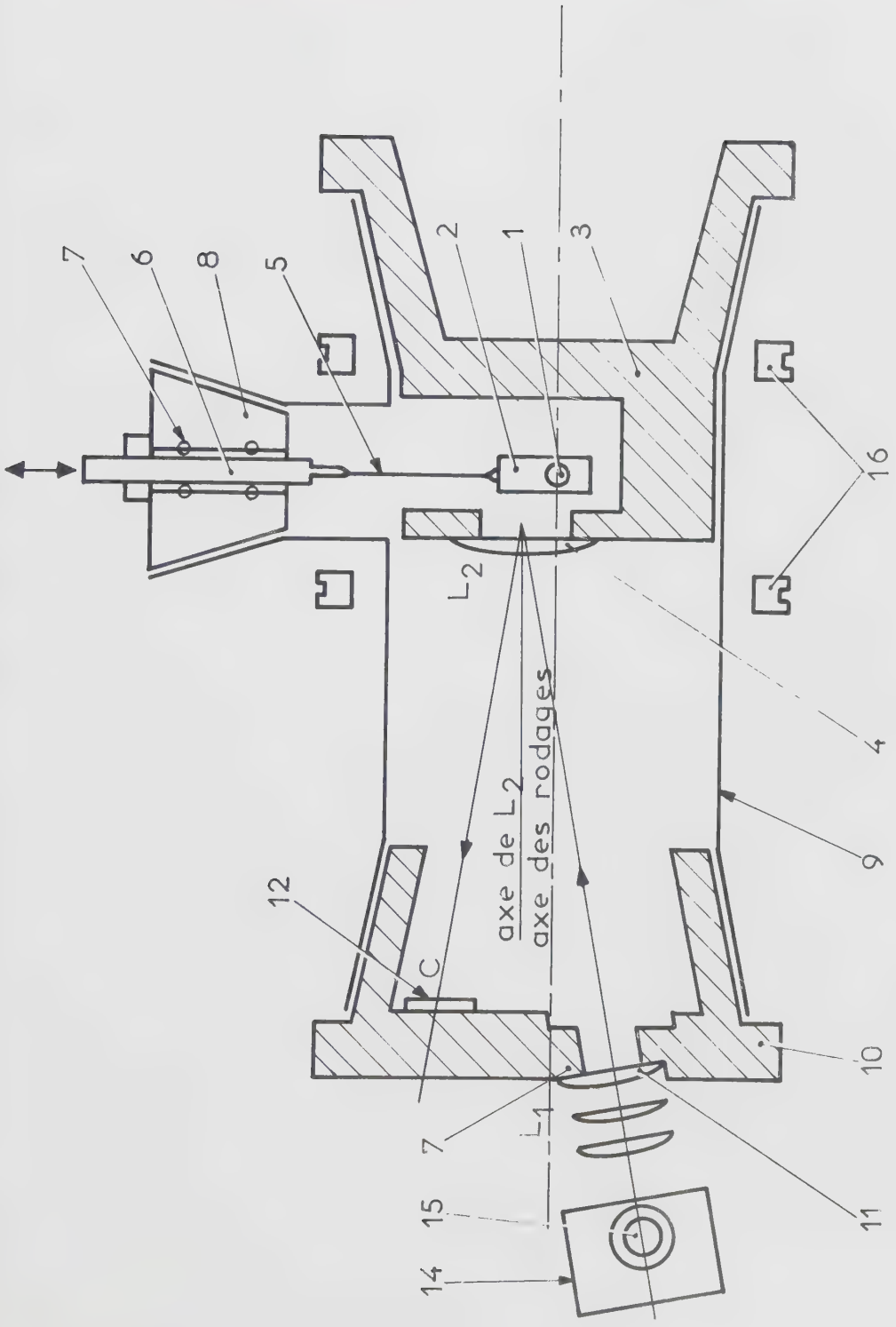


Fig. VI 4

celles des deux appareils. On peut voir que la sensibilité à court terme est supérieure à 0,02 γ et les dérives sur quelques heures sont à peu près du même ordre. Durant la journée l'écart entre les deux signaux est un peu plus élevé (0,1γ environ) mais étant donnée l'amplitude de la variation diurne (100 γ) et l'homogénéité médiocre du champ il n'est pas certain qu'on soit en présence d'un effet entièrement attribuable à l'appareillage.

D'ores et déjà les performances présentées par ce nouveau type de déclinomètre sont nettement meilleures que celles des appareils à pompage pour une bande passante équivalente (0 - 1 c/s). Il est très probable que les améliorations à venir en particulier l'utilisation d'un champ directeur réduit permettront de porter la sensibilité utile à 0,005γ (à court terme) et 0,02γ (à long terme) soit dix à vingt fois celle des appareils à aimants utilisés à l'heure actuelle.

Les déclinomètres que nous venons de décrire permettent des mesures complémentaires de celles des magnétomètres à pompage puisque ceux-ci ne sont pas sensibles à la composante $\vec{D}$ et que réciproquement le déclinomètre n'est pas affecté par le champ total $\vec{F}$.

On pourrait être tenté, comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, de transformer un magnétomètre à aimant pour lui permettre de mesurer la composante horizontale $\vec{H}$ ou tout au moins ses variations. Il suffit théoriquement d'annuler par un système de compensation la partie fixe $\vec{H}_o$ de $\vec{H}$ et de créer un champ auxiliaire perpendiculaire au méridien magnétique qui jouerait le rôle de champ directeur. Malheureusement si la deuxième opération est facile à réaliser il n'en est pas de même de la première. En effet, le champ de compensation $\vec{H}_o$ est ici parallèle au champ à étudier, au lieu de lui être perpendiculaire comme dans les magnétomètres directionnels à pompage. Une petite variation de $\vec{H}_o$ entraine dans la mesure une erreur du premier ordre et

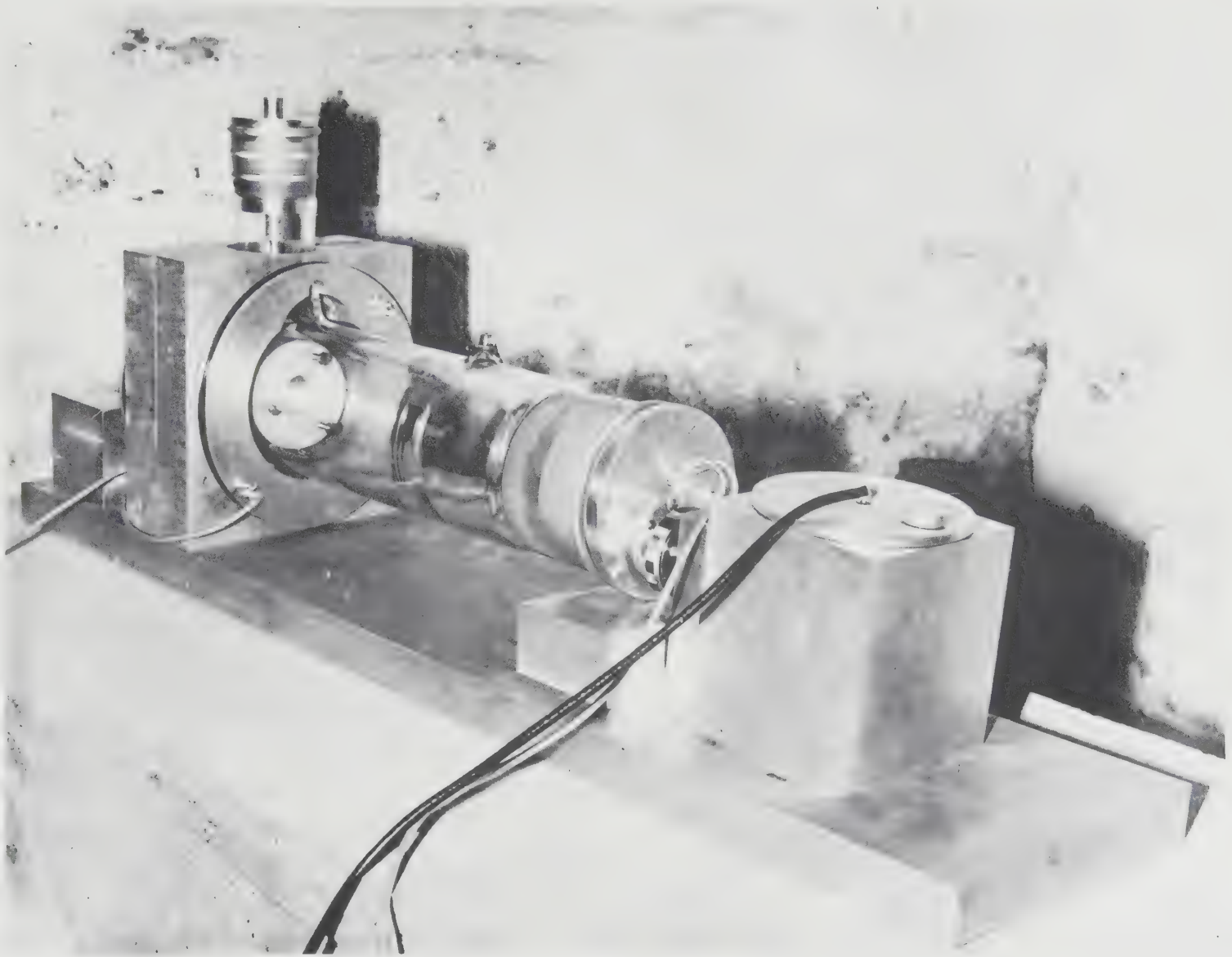


Planche XIV : Magnétomètre directionnel. (Les circuits électroniques ne sont pas visibles sur la figure).

non plus du second. Ainsi, pour bénéficier d'une sensibilité simplement raisonnable, disons 0,1 γ , il faut que le champ de compensation demeure stable à $5\ 10^{-6}$ près durant de longues périodes, ce qui est déjà extrêmement difficile à obtenir.

C'est pourquoi nous ne pensons pas que la méthode utilisée dans la mesure de D puisse être appliquée avec autant de succès à l'étude des autres composantes.

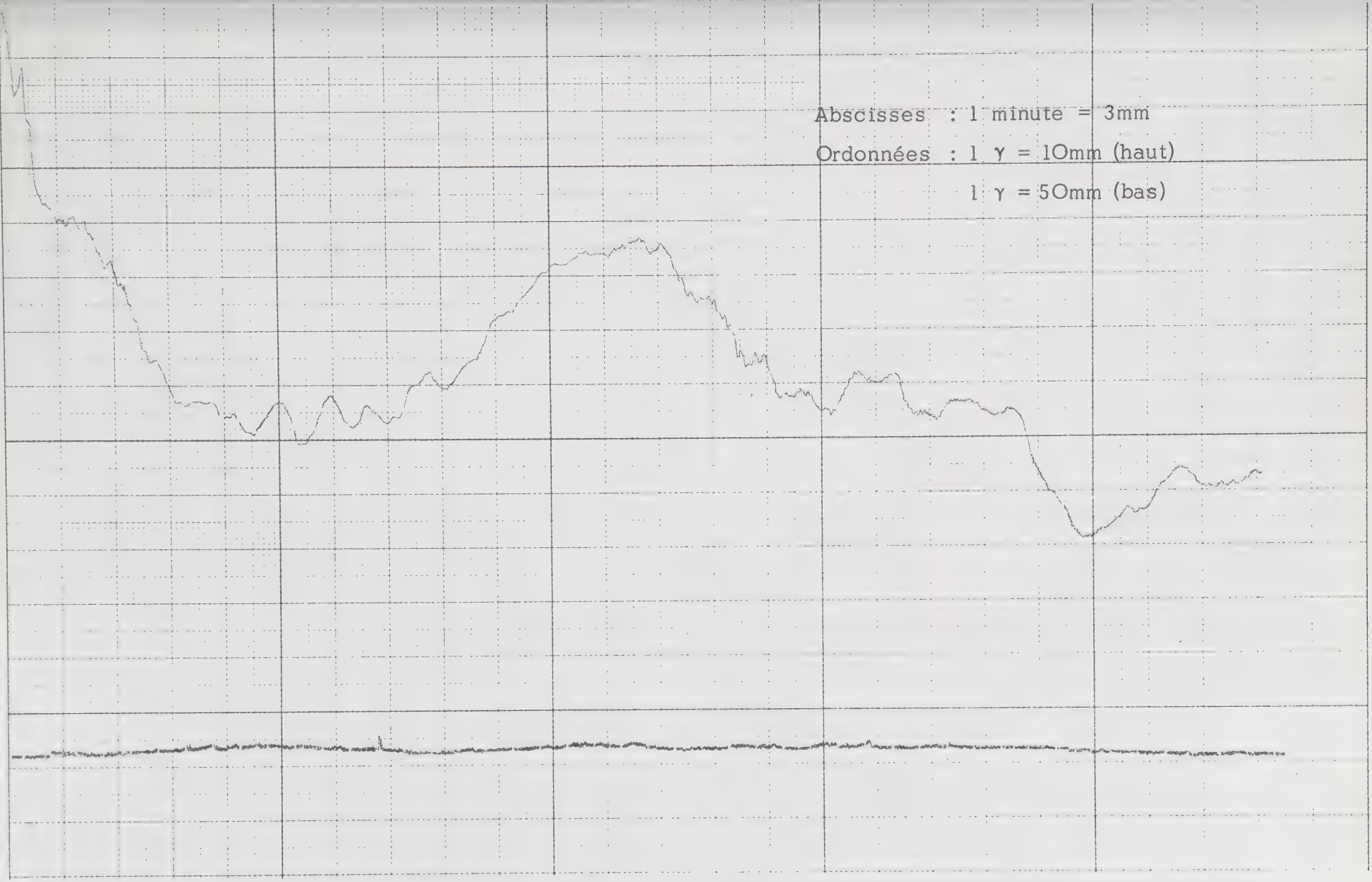


Planche XV : Enregistrement des variations de D.

En bas : différence des signaux de deux magnétomètres voisins.

CHAPITRE VII

TRANSMISSION ET EXPLOITATION DES SIGNAUX

I) - Principes généraux.

La comparaison précise des fluctuations du champ magnétique en deux points éloignés exige, soit l'enregistrement simultané de ces fluctuations sur un même appareil, soit, si on utilise des enregistrements distincts, un dispositif assurant leur synchronisation parfaite. La première solution est la plus facile lorsque les stations sont peu éloignées et se prêtent bien à l'établissement de liaisons radio suffisamment sûres. C'est elle qui a été retenue pour l'ensemble des expériences décrites plus loin.

Dans le cas où l'information désirée est quantitative on ne peut pas utiliser la simple modulation d'une onde porteuse radio par le signal à transmettre. Si on utilise en effet la modulation d'amplitude, toute variation dans le niveau du champ HF à l'entrée du récepteur donne obligatoirement naissance à un signal parasite. Si l'on préfère la modulation de fréquence, c'est l'instabilité propre de l'émetteur qui provoque l'apparition de ces signaux. Dans les deux cas les systèmes correcteurs du type contrôle automatique de volume (CAV)ou de fréquence (CAF) sont inutilisables si l'on désire passer la fréquence 0 car il n'est plus possible de définir une amplitude ou une fréquence moyenne. Dans le cas de la modulation d'amplitude, par exemple, pour un taux de modulation maximum de 80%, une dynamique* de 200 dans la transmission exige une instabilité relative du champ HF inférieure à 0,4%. Dans le cas de la modulation de fréquence, en supposant une

* - La dynamique est le rapport des amplitudes extrêmes du signal à transmettre.

porteuse à 100 M c/s et une déviation maximum de fréquence de 50 K c/s, la même dynamique de 200 exige une instabilité relative de la fréquence de l'oscillateur de $2,5\ 10^{-6}$. La première condition est pratiquement irréalisable. La deuxième condition suppose l'emploi de quartz relativement basse fréquence suivis de nombreux étages multiplicateurs, ce qui rend l'émetteur lourd et de réalisation délicate.

Un procédé beaucoup plus avantageux consiste à utiliser le signal pour moduler la fréquence d'un oscillateur BF avec une excursion relative de fréquence non plus de 1‰ comme dans le cas précédent mais de 50% au plus. Par exemple si la fréquence f moyenne de l'oscillateur est 1000 c/s et les fréquences extrêmes 700 c/s et 1300 c/s ($\Delta f/f = 0,6$) une dynamique de 200 exige une instabilité maximum de la fréquence moyenne de 3 c/s, soit 0,3% en valeur relative, condition aisément réalisable. La fréquence BF modulée sert à son tour à moduler, soit en amplitude, soit en fréquence, l'onde porteuse radio. Ni l'émetteur, ni le récepteur n'ont plus besoin de présenter de performances particulières. A la sortie du récepteur l'onde BF est envoyée dans un démodulateur qui reconstitue le signal initial. Cette méthode de double modulation a été employée avec succès dans nos expériences, la porteuse radio étant dans ce cas modulée en fréquence*

II) - Modulateur BF.

Le modulateur fait correspondre à une amplitude ΔS, variable, du signal d'entrée une variation Δf de la fréquence f d'un oscillateur basse fréquence. Pour faciliter la démodulation ultérieure, il est sou-

* - La modulation par un signal continu ou très lentement variable d'une fréquence BF avec ou sans transmission radio ultérieure est une méthode largement utilisée, en particulier dans l'enregistrement magnétique. Certaines parties de l'équipement décrit ont fait l'objet de recherches originales. L'essentiel du matériel a été réalisé au Laboratoire même.

haitable d'avoir $\Delta f = k \Delta S$ avec une bonne approximation. D'autre part, la condition $\Delta f/f \simeq 0,5$ nécessite l'emploi d'un oscillateur de relaxation . Le circuit de base est le suivant. (Figure VII 1).

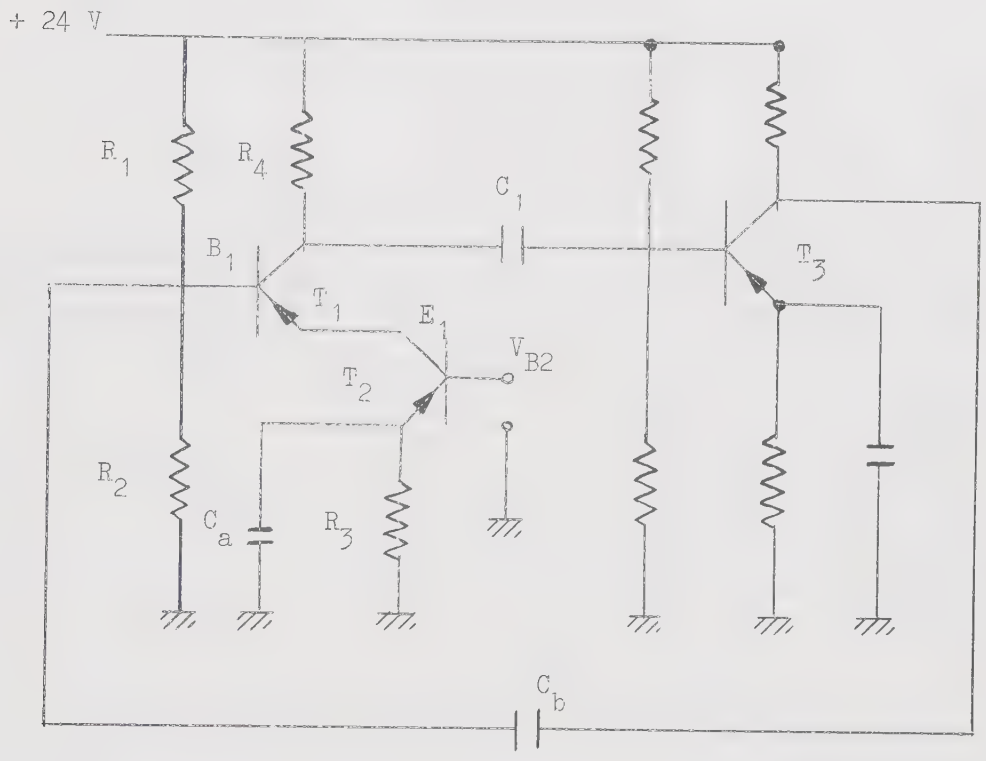


Figure VII 1

Le transistor T_2 décharge à courant constant la capacité C_a , le courant de décharge étant fixé par la résistance d'émetteur R_3 et la tension de base V_{B2} . Lorsque le potentiel du point E_1 descend en dessous de celui de B_1 fixé par le pont R_1 R_2 , le transistor T_1 est débloqué et il apparait une tension aux bornes de la résistance de charge R_4. Cette tension amplifiée par T_3 est appliquée en B_1 à travers C_b avec une phase telle qu'elle accroît le désésuilibre. La conséquence

est un brutal déblocage de T_1 qui devient très conducteur et recharge C_a en un temps très court de l'ordre de quelques µS, T_1 se bloque alors à nouveau et le cycle recommence. On recueille en E_1 des dents de scie d'amplitude 1 volt environ et en C_1 des impulsions de 5 volts. La fréquence f est inversement proportionnelle au temps de décharge de C_a donc directement proportionnelle au courant collecteur de T_2 et en première approximation à la tension V_{B2}* tant que celle-ci n'est pas trop petite. Le signal ΔS majoré d'un potentiel fixe V_o tel que $V_o + \Delta S$ reste toujours positif, est appliqué entre la masse et le point B_2 réalisant la condition $\Delta f = k \Delta S$. La linéarité reste bonne tant que V_{B2} est supérieur à 1 volt environ. Dans ces conditions les fréquences limites utilisables sont 200 c/s et 800 c/s, soit $\Delta f = 700$ c/s et $\Delta f/f_o = 1{,}2$ pour $f_o = 500$ c/s. La stabilité propre de l'oscillateur en l'absence de signal est meilleure que 10^{-3} donc autorise une dynamique supérieure à 1000 limitée en fait par celle de l'appareil enregistreur.

Le défaut de linéarité peut se mesurer par la variation relative du rapport $\Delta f/\Delta S$. Il est toujours inférieure à 1% entre 0,8 f_o et 1,2 f_o (f_o étant la fréquence du modulateur en l'absence de signal S) et peut descendre à 0,5%. La distorsion du signal est par conséquent très faible.

Les impulsions disponibles en C_1 ne sont pas utilisées directement pour moduler l'émetteur mais attaquent une bascule bistable délivrant une tension en créneaux d'amplitude 6 V dont la fréquence est la moitié de celle des impulsions initiales. Un filtre passe bas transforme cette tension en tension sinusoïdale d'amplitude 1 volt efficace environ qui module à son tour en fréquence l'étage HF d'émission.

* - Diminuée de la tension Emetteur Base qui est pratiquement constante.

La figure VII 2, page 136, représente l'ensemble des circuits.

Le modulateur est peu sensible à la température. La variation de la fréquence centrale pour un signal d'entrée constant est en général inférieure à $2\ 10^{-3}$ par degré C. Comme elle est toujours très lente elle se traduit sur l'enregistrement final par une dérive qu'on peut souvent négliger.

Lorsque la précision demandée est très grande, ou les conditions climatiques très variables on peut, soit compenser la dérive thermique du modulateur, soit le thermostater. La solution retenue finalement est la compensation par une thermistance insérée dans le pont R_1 R_2 . La dérive résiduelle est d'environ $2\ 10^{-4}$ par degré C.

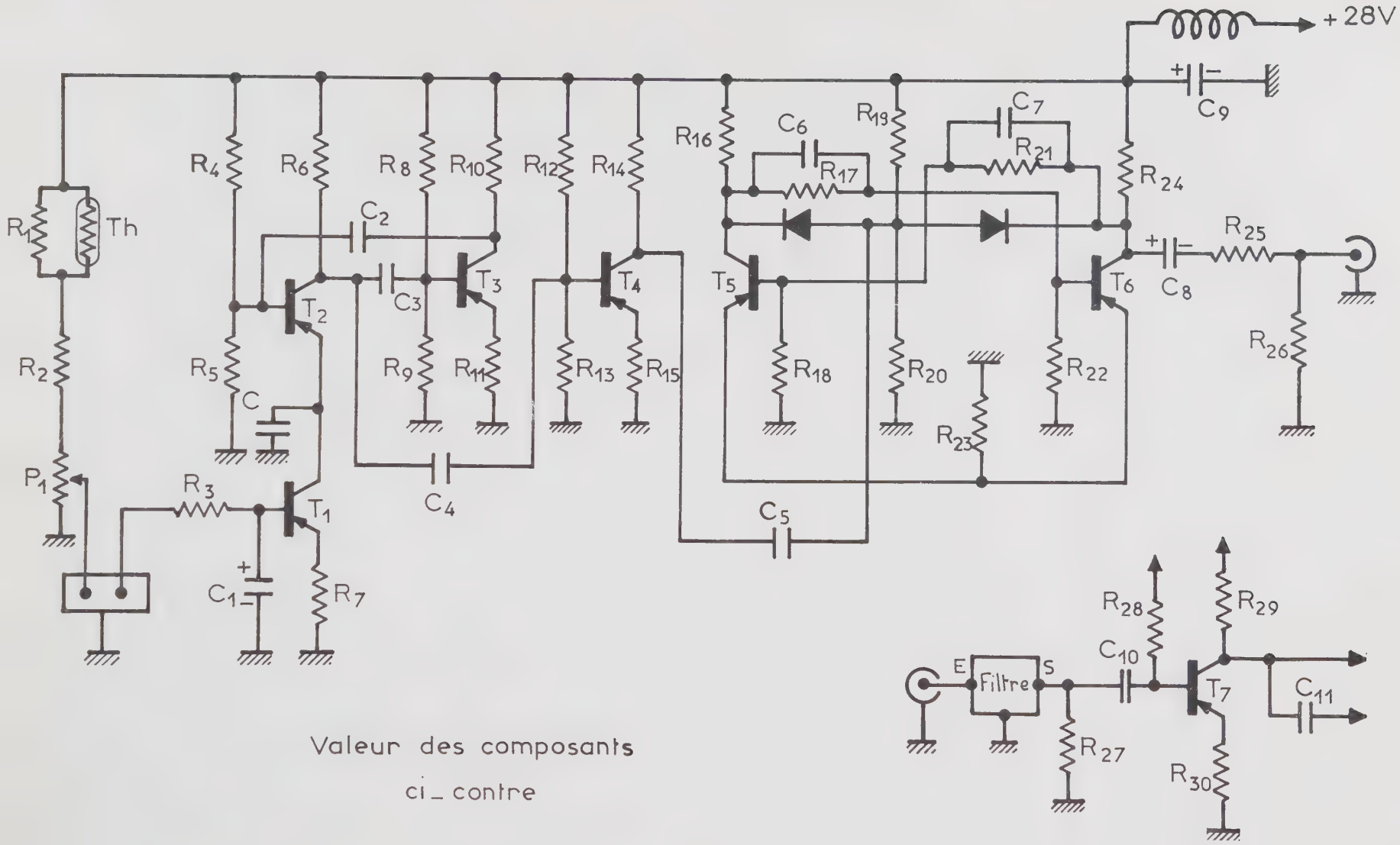
III) - Démodulateur.

Le démodulateur est chargé de faire correspondre à une variation de fréquence Δf de la sous porteuse une tension $\Delta S'$ proportionnelle à Δf donc au signal ΔS appliqué au modulateur.

L'élément de base en est un circuit monostable qui, à chaque période de la sous porteuse, délivre une impulsion rectangulaire de caractéristiques définies. Un circuit intégrateur fabrique à partir de ces impulsions une tension moyenne proportionnelle à la fréquence f. En général on peut même se dispenser d'intégration et envoyer directement le courant en créneaux dans le galvanomètre d'enregistrement qui joue le rôle de filtre passe bas.

La linéarité du démodulateur n'est bonne que si la quantité d'électricité associée à chaque impulsion du monostable est parfaitement constante. Pour obtenir ce résultat on limite l'amplitude des créneaux par une diode Zener Z_1 dont la tension de référence est voi-

Fig. VII 2 - Modulateur



Valeur des composants ci - contre

Valeurs des composants

R_1	à ajuster
Th	à ajuster
R_2	10 kω
R_3	1 kω
R_4	10 kω
R_5	15 kω
R_6	160 ω
R_7	6,8 kω
R_8	18 kω
R_9	1,2 kω
R_{10}	1,5 kω
R_{11}	220 ω
R_{12}	20 kω
R_{13}	4,7 kω
R_{14}	1,3 kω
R_{15}	220 ω
R_{16}	2,2 kω
R_{17}	33 kω
R_{18}	6,8 kω
R_{19}	3,3 kω
R_{20}	47 kω
R_{21}	33 kω
R_{22}	6,8 kω
R_{23}	220 ω
R_{24}	2,2 kω
R_{25}	3,3 kω
R_{26}	619 ω
R_{27}	619 ω
R_{28}	1 Mω
R_{29}	2,2 kω
R_{30}	1 kω
P_1	2,2 kω
C	à ajuster
C_1	4 µF
C_2	2200 pF
$C_3C_4C_5$	0,1 µF
C_6C_7	1000 pF
C_8C_9	6,4 µF
C_{10}	0,22 µF
C_{11}	4 µF
L	10 µH
$T_1T_2T_3$	: 2N706A
$T_4T_7T_8$	: 2N338
T_5T_6	: 2N1711

sine de 11 V. En choisissant un rapport cyclique* du monostable voisin de 50% lorsque f est égale à la fréquence centrale f_o du modulateur, la tension moyenne aux bornes de la Zener est d'environ 5,5 V par rapport à la masse et une variation de f de $\pm$ 0,2 f_o se traduit par une tension ΔS de 2,2 V crête à crête, centrée sur la valeur 5,5 V. Comme il est commode de centrer la tension de sortie sur la valeur 0 on oppose la tension précédente à un potentiel réglable obtenu grâce à une nouvelle Zener Z_2 suivie d'un diviseur potentiométrique. En appariant Z_1 et Z_2 on élimine l'influence de la température sur les circuits de sortie, ce qui évite l'utilisation de Zener compensées.

Le signal BF issu du récepteur radioélectrique est appliqué à une série de filtres passe bande dont le rôle est de séparer les différentes sous-porteuses. La tension sinusoïdale obtenue à la sortie de chacun de ces filtres attaque un circuit "trigger" délivrant une tension en créneaux (presque carrés) synchrone de la tension d'entrée. Le seuil du "trigger" est réglé de façon à ne déclencher la bascule qu'en présence d'un signal minimum ce qui permet d'éliminer complètement l'influence du bruit de fond dès que le rapport signal sur bruit dépasse 5. On élimine du même coip l'intermodulation entre les sous porteuses que pourrait provoquer une éventuelle distorsion des signaux à la transmission.

Un circuit différentiateur transforme les signaux carrés issus du trigger en une série d'impulsions de signes alternés. Une diode D permet d'éliminer les impulsions positives et seules les négatives sont finalement appliquées au monostable. La figure VII 3 page 140 représente l'ensemble des circuits. Le démodulateur est remarquable-

* - Rapport du temps passé dans l'état conducteur à la durée totale du cycle : un rapport de 50% correspond à des phases de conduction et de blocage de même durée.

ment linéaire. Des mesures précises au potentiomètre ont montré que, le défaut de linéarité est inférieur à 2‰.

Nous avons dit que le choix de deux Zener Z_1 et Z_2 appariées éliminait l'influence de la température sur le circuit de sortie. Toutefois celle-ci agit sur d'autres paramètres en particulier la valeur du rapport cyclique (à fréquence fixe). Il en résulte une dérive de $\Delta S'$ en fonction de θ qu'on peut en général négliger. Si nécessaire on peut aussi la compenser en introduisant une thermistance dans le circuit de Z_1. En l'absence de correction la dérive thermique est approximativement de $5\ 10^{-4}$ par ºC. La compensation réduit cette valeur à $1\ 10^{-4}$ par ºC, parfois moins.

Un test global de la qualité de l'ensemble modulateur démodulateur a été réalisé de la manière suivante. Un signal ΔS sinusoïdal de fréquence très basse (de 0,01 c/s à 0,3 c/s) a été appliqué à la chaîne modulateur-filtre-démodulateur puis, après réglage convenable de l'amplitude, opposé à lui-même. La valeur de la tension résiduelle est inférieure à 0,5% du signal original. Elle est en grande partie sinusoïdale et de fréquence double de celle du signal, ce qui révèle une légère courbure de la caractéristique globale de transmission, attribuable principalement au modulateur. Toutefois la valeur de 0,5% obtenue est largement suffisante pour permettre l'étude des corrélations magnétiques.

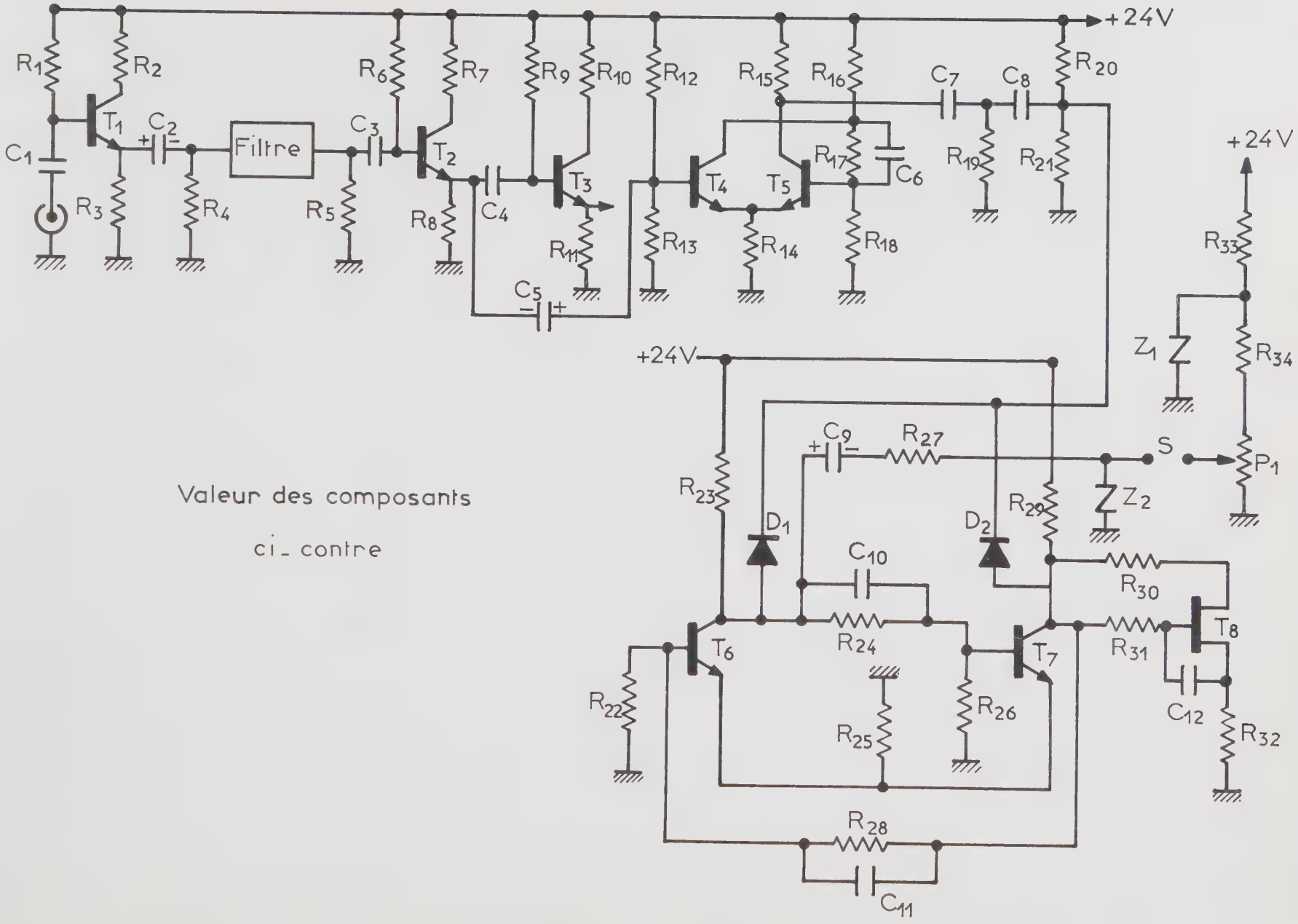
IV) - Emetteurs. Récepteurs HF.

Deux types d'émetteurs récepteurs ont été utilisés au cours de nos expériences pour la transmission des signaux géophysiques ainsi que pour les liaisons téléphoniques entre stations.

1º) - Emetteurs Récepteurs à lampes.

Ces appareils ont servi en 1964 et 1965 aux premières expé-

Fig. VII 3_Démodulateur



Valeur des composants

ci_contre

Valeurs des composants

R_1	1	Mω
R_2	3,3	kω
R_3	1,2	kω
R_4	1,2	kω
R_5	600	ω
R_6	1	Mω
R_7	3,3	kω
R_8	470	ω
R_9	1	Mω
R_{10}	1,5	kω
R_{11}	1,5	kω
R_{12}	1,8	kω
R_{13}	1	kω
R_{14}	100	ω
R_{15}	3,3	kω
R_{16}	3,3	kω
R_{17}	10	kω
R_{18}	1	kω
R_{19}	3,3	kω
R_{20}	3	kω
R_{21}	47	kω
R_{22}	6,8	kω
R_{23}	3	kω
R_{24}	30	kω
R_{25}	100	ω
R_{26}	6,8	kω
R_{27}	2,2	kω
R_{28}	30	kω
R_{29}	3	kω
R_{30}	470	ω
R_{31}	à ajuster	
R_{32}	10	ω
P_1	4,7	kω
C_1	0,22	µF
C_2	6,4	µF
C_3	0,22	µF
C_4	0,22	µF
C_5	64	µF
C_6	1000	pF
C_7	10	nF
C_8	0,1	µF
C_9	6,4	µF
C_{10}	10	nF
C_{11}	10	nF
C_{12}	0,1	µF
$D_1 D_2$	1N34	
$Z_1 Z_2$	111Z4	
T_1 à T_7	2N1711	
T_8	2N1671B	

riences de corrélations telluriques et magnétiques dans la région de Florac (Lozère).

L'émetteur est une double triode 6J6 oscillant directement à la fréquence 136,5 M c/s. La modulation s'obtient en introduisant dans le circuit d'accord une diode à capacité variable, (varicap), dont on fait varier la polarisation à la fréquence de la sous porteuse. L'excursion de fréquence est d'environ 20 K c/s et la stabilité propre de l'émetteur (après quelques minutes de chauffage) de 30 à 40 K c/s. Suivant la valeur de la haute tension appliquée au tube, la puissance rayonnée varie entre 0,3 et 0,9 watt. Avec des antennes directives du type Yagi parfaitement dégagées, la portée peut atteindre 80 à 100 km*, mais en présence d'obstacles naturels la distance utile entre stations tombe à 10 km environ. La modulation est assez linéaire, toutefois il n'a pas été fait d'usage,avec ces émetteurs,du système à sous porteuses multiples permettant la transmission simultanée de plusieurs signaux. Au contraire la modulation s'effectue directement par la tension en créneaux délivrée par le bistable. Les créneaux un peu distordus à la réception sont remis en forme avant d'être envoyés au démodulateur. La distorsion n'est pas sensible sur la liaison téléphonique mais l'impossibilité de transmettre simultanément le signal et la phonie entraine une certaine gêne à l'exploitation.

Le récepteur également à tubes est un "tuner" FM du commerce (Gaillard) dont la partie HF a été modifiée pour en permettre l'utilisation dans la bande satellite 136-138 M c/s. Sa sensibilité est de 1 µV antenne environ avec un rapport signal sur bruit de 2. Nous avons autant que possible opéré en pratique avec des niveaux de 10 à 20 fois plus élevés. Dans ces conditions seul le signal peut déclencher le démodulateur et le bruit du récepteur est complètement éliminé.

* - Cette valeur a été effectivement obtenue au cours d'essais dans les Vosges entre le Grand Ballon et la région de Strasbourg, en 1963.

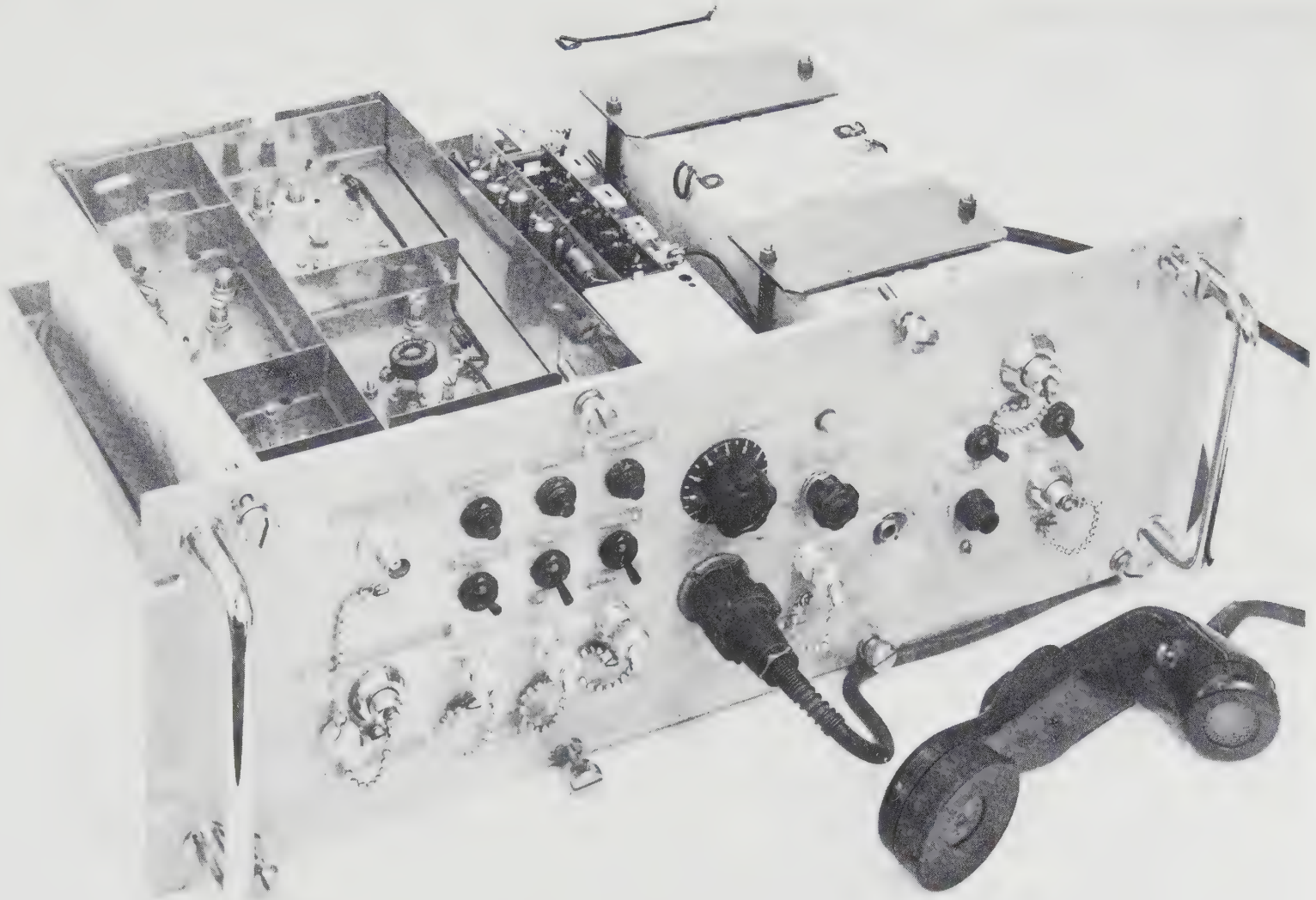


Planche XVI - Emetteur-récepteur 159,4 Mc/s - 2 watts

2º) - Emetteurs à transistors.

A partir de septembre 1965 la transistorisation intégrale de l'électronique des magnétomètres a entrainé celle des émetteurs récepteurs "phonie" et "signal". Un essai de transposition pure et simple des émetteurs à lampes décrits ci-dessus s'est soldé par un échec. En effet, s'il est assez facile de tirer d'un transistor oscillant directement à la fréquence porteuse de 136,5 M c/s une puissance de l'ordre du watt au niveau de l'antenne, la stabilité de la fréquence d'émission est dans ce cas très mauvaise en raison de la température élevée de la jonction de l'oscillateur et de l'influence de tous les paramètres géométriques du circuit de sortie sur la fréquence d'accord. Une stabilisation de fréquence des émetteurs s'est avérée nécessaire.

La solution usuelle consiste à utiliser des oscillateurs à quartz travaillant à relativement faible niveau (10 mW) suivis d'une amplification de puissance de 20 à 30 db.

De plus, dans le cas de fréquences d'émission de l'ordre de 150 Mc/s il y a lieu de prévoir la multiplication de la fréquence d'oscillation par un facteur 2 au moins*. Si l'on désire employer la modulation de fréquence, un facteur minimum de 6 est nécessaire. Il est possible de trouver des versions commerciales de ces équipements d'un fonctionnement très sûr, bien que la plupart des émetteurs de puissance, au dessus de 100 M c/s soient à tubes. Toutefois en raison du nombre important de liaisons à établir dans le cadre de nos expériences, l'incidence financière apparaissait considérable. Nous avons donc essayé de réaliser au Laboratoire un équipement doté d'une stabilité comparable à celle des émetteurs du commerce mais d'une struc-

* - La fréquence d'oscillation des quartz industriels ne dépasse pas actuellement 100 M c/s.

ture plus simple et d'une réalisation plus facile.

L'oscillateur est un transistor BF Y 44 travaillant directement à la fréquence porteuse (136,5 à 159,4 M c/s suivant les cas) et délivrant une puissance de 200 à 300 mW à un étage de sortie constitué d'un transistor 2 N 1506 A. Le gain du dernier étage est de 4 ou 5, d'où une puissance disponible à l'antenne d'environ 1 watt.* Pour obtenir une stabilité suffisante, l'émetteur naturellement instable est complété par une chaîne d'asservissement de fréquence représentée par le diagramme de la figure VII 4, page 144.

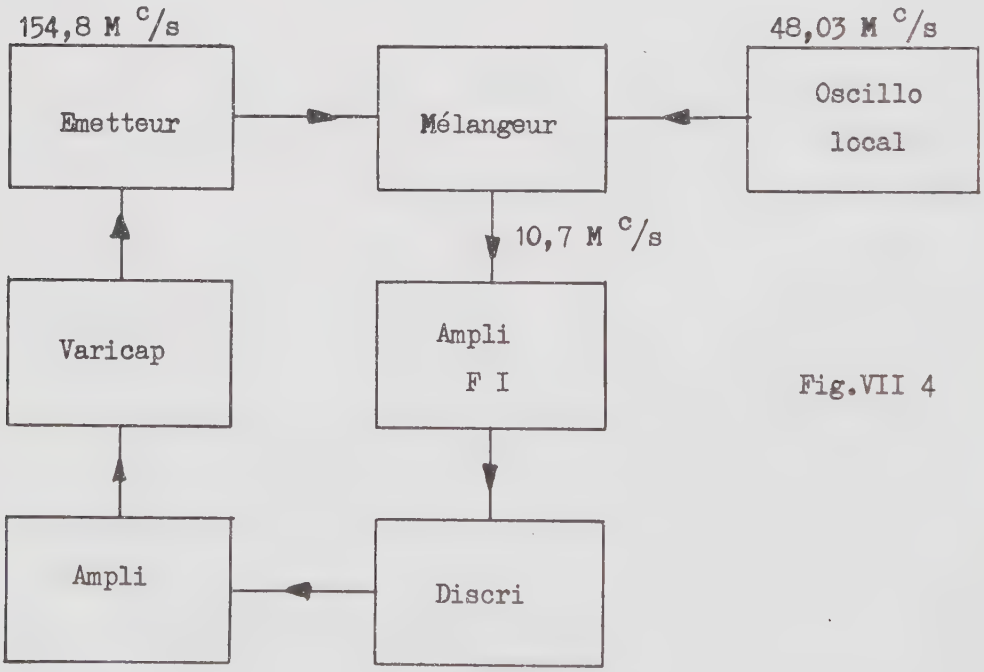


Fig.VII 4

La fréquence d'émission bat avec celle issue d'un oscillateur local à quartz dans un mélangeur qui délivre à un amplificateur accor-

* - En utilisant d'autres transistors de sortie, la puissance disponible à l'antenne peut atteindre 2 à 3 watts.

dé une tension dont la fréquence est voisine de 10,7 M c/s. Le signal amplifié est ensuite envoyé dans un discriminateur de fréquence centré sur 10,7 M c/s, et le signal d'erreur obtenu, amplifié par un étage à courant continu, est finalement appliqué à une varicap insérée dans le circuit de l'oscillateur de puissance avec une phase telle qu'on obtienne le verrouillage de la fréquence de l'oscillation sur celle de référence. On reconnait le procédé classique du contrôle automatique de fréquence mais, ici c'est l'oscillateur local à quartz qui sert de référence et pilote l'oscillateur principal. Le facteur de stabilisation est égal au gain de la chaîne en boucle ouverte c'est-à-dire au quotient du glissement de fréquence ΔF de l'oscillateur de puissance par le déplacement Δf du signal MF qui le provoque. Dans nos réalisations ce facteur est de l'ordre de 50. Les instabilités de l'oscillateur libre qui étaient de 100 à 150 K c/s, valeurs prohibitives, se trouvent ainsi ramenées à 2 ou 3 K c/s, soit $2\ 10^{-5}$ en valeur relative. Quant au glissement de la fréquence de référence il est pratiquement négligeable, si la température reste à peu près constante*.

Un tel montage peut paraître compliqué à première vue, et le serait en effet si une fraction importante de la chaîne de stabilisation et en particulier le discriminateur n'était disponible commercialement à très bas prix. Il s'agit de la partie moyenne fréquence des "tuners FM" destinés à la réception radiophonique haute fidélité. D'autre part il n'y a pas réellement triplage de la fréquence. L'oscillateur local travaille en réalité sur la fréquence fondamentale du quartz égale à F = 10,7/3 Mc/s. Il est simplement polarisé de manière à produire une petite quantité d'harmonique 3 suffisante cependant pour attaquer le mélangeur et provoquer le verrouillage à la fréquence

* - La dérive de la fréquence de référence est provoquée par celle de l'amplificateur FI. Elle est de 0,7 K c/s par º C environ.

désirée. La réalisation de ce montage est suffisamment simple et son fonctionnement suffisamment sûr pour que nous l'ayons généralisé à l'ensemble des émetteurs "signal" ou "phonie" utilisés dans nos expériences*, aussi bien dans la bande satellite 136-138 M c/s ou amateurs 144-146 M c/s utilisées occasionnellement pour des liaisons phonie de secours que sur les fréquences 154,8 M c/s et 159,4 M c/s attribuées nos liaisons géophysiques**.

Dans tous les cas la modulation en fréquence s'effectue très simplement en appliquant une tension alternative basse fréquence, à la varicap. La constante de temps d'environ 0,05 sec., introduite dans le circuit CAF, empêche le mécanisme de stabilisation de jouer vis à vis de la sous porteuse. La fréquence moyenne demeure ainsi constante. Quant à l'excursion de fréquence, elle est environ $\pm$ 30 K c/s pour le signal et peut atteindre $\pm$ 50 K c/s pour la phonie. Dans ces conditions la distorsion est très faible.

3°) - Récepteurs.

Ici nous avons encore utilisé des récepteurs FM commerciaux***

* - En réalité tous les émetteurs ne sont pas identiques. Dans les versions récentes le procédé d'asservissement est le suivant : on double très soigneusement, à l'aide d'une varicap, la fréquence d'un oscillateur à quartz, choisie égale à F - 50 K c/s/2. La fréquence doublée bat avec celle qu'il s'agit d'asservir et le signal de battement (voisin de 50 K c/s) est transformé en impulsions positives calibrées, qu'on envoie sur la base d'un transistor T_1. La tension collecteur de T_1 intégrée par un circuit RC décroît avec la fréquence de récurrence des impulsions et sert à polariser une varicap, contrôlant F. Le coefficient d'asservissement est de l'ordre de 50, mais ici la fréquence intermédiaire est très faible et l'effet de la température beaucoup moins sensible que dans les versions précédentes.

** - A titre d'exemple le schéma complet d'un émetteur 144,5 M c/s, 1 watt est donné sur la figure VII 5.

*** - Fabriqués par Görler.

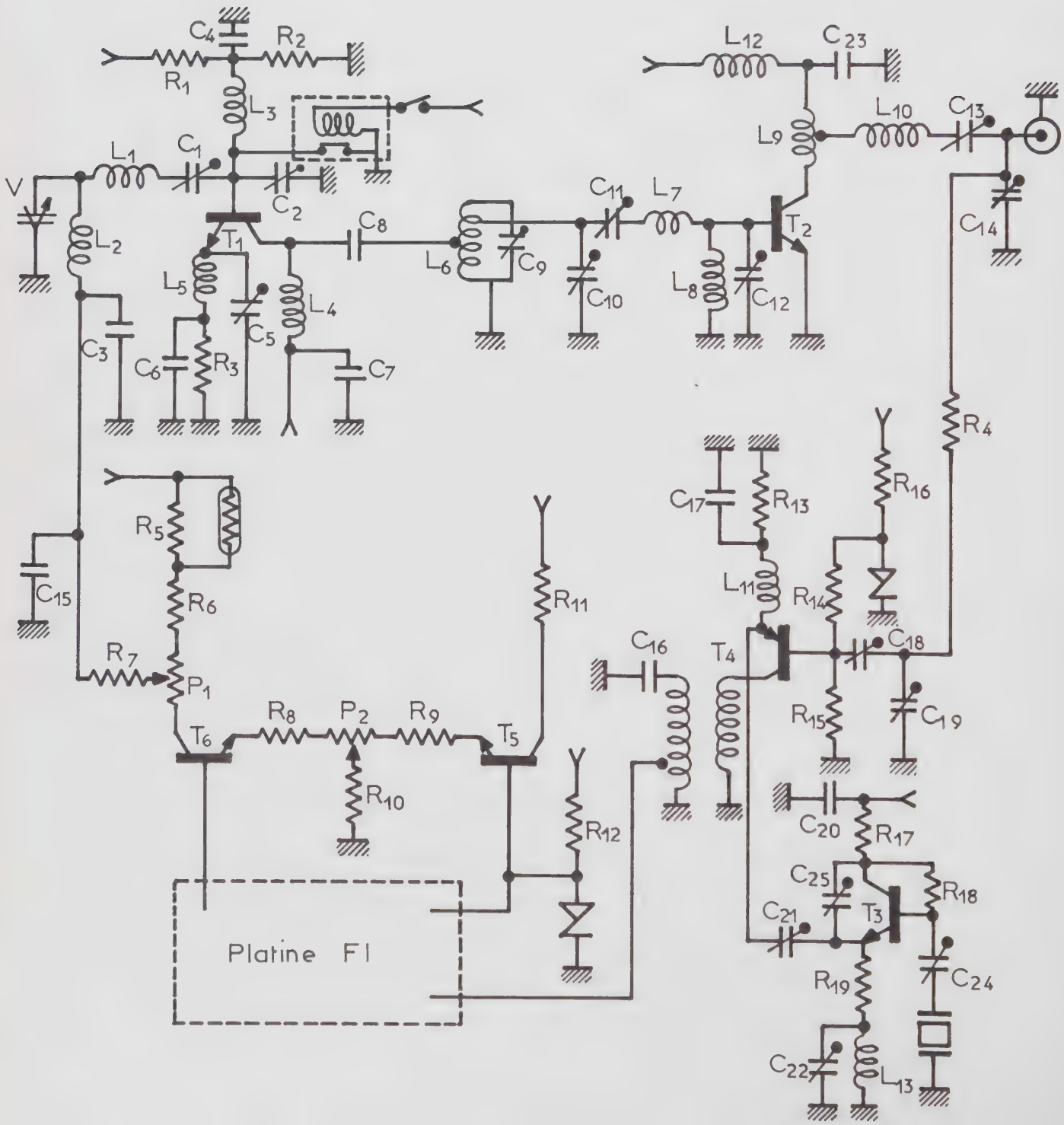
modifiés. La sensibilité est à peu près deux fois moins grande que celle des récepteurs à lampes (2 à 3 µV environ). En revanche la saturation de l'écréteur est acquise pour un signal plus faible et le contrôle automatique de fréquence est très efficace. On peut considérer la réception comme parfaite à partir de 8 à 10 µV antenne, valeur fréquemment dépassée sur la plupart des liaisons. Il est possible avec ce matériel d'assurer sans incident des transmissions durant plusieurs centaines d'heures. La planche XVI montre un ensemble émetteur récepteur monté à l'intérieur d'un coffret étanche, susceptible d'être utilisé pour des liaisons en mer.

Enregistrement magnétique des signaux.

En de nombreuses circonstances on a intérêt à ne pas exploiter sur place l'information mais à la stocker, sur une bande magnétique par exemple, afin de la traiter plus tard dans de meilleures conditions. Toutefois lorsqu'il s'agit, comme dans nos expériences, d'enregistrer des fréquences extrêmement basses, on est contraint de transformer préalablement les variations d'amplitude en variations de fréquence. La fréquence modulée est ensuite enregistrée à un niveau suffisant pour saturer complètement le matériau magnétique. A la lecture on restitue par démodulation, l'information initiale. De grandes précautions doivent être prises pour assurer au déroulement de la bande une parfaite uniformité aussi bien à l'enregistrement qu'à la lecture, tout pleurage se traduisant ici par un signal parasite.

Les magnétophones industriels permettent de résoudre le problème d'une manière souvent excellente mais toujours très coûteuse. Grâce à l'existence de conditions techniques favorables, nous avons pu assez souvent utiliser, pour nos enregistrements, un appareillage plus simple.

Fig. VII 5 - Emétteur VHF 2W



Valeurs des composants

L_1	16/10 4 sp Ø 16 mm
L_2	1 µH
L_3	2,7 µH
L_4	2,7 µH
L_5	1,5 µH
L_6	4 sp 16/10 prise à 1,5 sp de chaque ext.
L_7	2 sp 16/10 prise à 1,5 sp de chaque ext.
L_8	0,56 µH
L_9	3 sp 16/10 prise milieu
L_{10}	3 sp 16/10
L_{11}	1 µH
L_{12}	1,8 µH
L_{13}	0,22 µH

T_1	2N1506A
T_2	PT3502
T_3	2N706A
T_4	SFT357
T_5	2N1711
T_6	2N1711

C_1	AT1807
C_2	AT2954
C_3	150 pF
C_4	360 pF
C_5	AT2954
C_6	120 pF
C_7	22000 pF
C_8	22000 pF
C_9	4/10 pF
C_{10}	10/60 pF
C_{11}	10/60 pF
C_{12}	10/60 pF
C_{13}	10/60 pF
C_{14}	4/20 pF
C_{15}	500 pF
C_{16}	68 pF
C_{17}	510 pF
C_{18}	10/60 pF
C_{19}	10/60 pF
C_{20}	1000 pF
C_{21}	10/60 pF
C_{22}	4/20 pF
C_{23}	2200 pF
C_{24}	10/60 pF
C_{25}	10/60 pF

R_1	820 ω
R_2	82 ω
R_3	68 ω
R_4	4,7 ω
R_5	30 ω
R_6	22 kω
R_7	100 kω
R_8	68 kω
R_9	68 ω
R_{10}	5 kω
R_{11}	45 kω
R_{12}	220 ω
R_{13}	470 ω
R_{14}	3,3 kω
R_{15}	22 kω
R_{16}	220 ω
R_{17}	100 ω
R_{18}	100 kω
R_{19}	220 ω

P_1	2,5 kω
P_2	1 kω

V Varicap PC 117

Dans une partie des cas, l'information se présente d'elle-même sous forme d'une fréquence de quelques kilocycles qui se prête bien à l'enregistrement sur un magnétophone ordinaire. L'inconvénient est que, la profondeur de modulation étant faible, le pleurage risque de jouer un rôle particulièrement néfaste. Cependant quand il s'agit, et c'est en général le cas, de comparer deux magnétogrammes, il suffit de superposer sur la bande les deux fréquences asservies, éventuellement décalées de quelques kilocycles. Une variation de vitesse à l'enregistrement ou à la lecture affecte évidemment la reproduction du signal lui-même mais non celle de la différence, ce qui est la condition essentielle.

Dans le cas des magnétomètres à asservissement de champ, le problème de la conversion amplitude fréquence a déjà été résolu pour les besoins de la transmission. Pour stocker les signaux sur bande magnétique il suffit désormais d'utiliser un modulateur dans chaque station (réglés sur des sous porteuses différentes) et d'enregistrer simultanément leur fréquence avec ou sans transmission radio intermédiaire. La profondeur de modulation est nettement plus grande et la reproduction d'un signal isolé bien meilleure. Du reste là encore le pleurage s'élimine par différence.

Les circonstances favorables que nous venons de signaler nous ont permis de réaliser de très bons enregistrements magnétiques à l'aide de magnétophones portatifs*. Des tests exécutés sur des signaux connus ont montré que la qualité de reproduction n'est pas tellement éloignée de celle des gros appareils à modulation de fréquence. Par contre ce type de magnétophone ne possédant qu'une seule piste le nombre de signaux qu'on peut enregistrer simultanément ne dépasse pas

* - Nagra III B

3 ou 4. Dès que le nombre d'informations à stocker devient important il est nécessaire de recourir aux appareils industriels.

CHAPITRE VIII

APPLICATIONS GEOPHYSIQUES

A partir de 1964 notre appareillage était suffisamment évolué techniquement pour pouvoir être employé sur le terrain à l'étude de problèmes géophysiques déterminés. Les recherches entreprises à cette époque sont toujours en cours à l'heure actuelle, au moins en ce qui concerne les phénomènes magnétomarins, aussi les résultats rassemblés dans les pages suivantes doivent-ils être encore considérés comme provisoires.

En dehors de quelques mesures isolées effectuées dans les Vosges en 1964, le programme expérimental s'est déroulé en deux temps.

I) - Etude des corrélations magnétiques dans le Massif Central.

Ainsi que nous l'avons indiqué au commencement de cette thèse, la comparaison des variations magnétiques en deux points permet de mettre en évidence des anomalies locales susceptibles de perturber la distribution en profondeur des courants telluriques. Les expériences qui se sont déroulées en 1964 et 1965 dans le Massif Central avaient pour but de déterminer le taux maximum de corrélation susceptible d'exister entre les variations observées en deux stations, dans les meilleures conditions géologiques et magnétiques possibles.

Ceci suppose que les mesures s'effectuent dans une région faiblement peuplée, toute concentration urbaine étant une source de perturbations magnétiques souvent considérables. De plus il faut choisir autant que possible une région géologiquement homogène, constituée de

terrains mauvais conducteurs (ce qui diminue l'intensité des courants induits) et suffisamment éloignée de la mer. Enfin elle ne doit pas présenter d'anomalie magnétique à grande échelle. Dans ce dernier cas en effet la direction et l'amplitude du champ de perturbation varient d'un point à un autre en fonction de la susceptibilité magnétique des terrains. Dans les cas extrêmes, le gradient magnétique est tel qu'il peut entraver le fonctionnement normal du magnétomètre (64)

Nous avons trouvé ces conditions favorables à peu près réunies dans la région des grands Causses au Sud est du Massif Central. Le Causse Méjean en particulier, plateau semi désertique de 400 km^2 environ, séparé des régions avoisinantes par les profondes vallées du Tarn et de la Jonte semblait parfaitement convenable pour cette tentative

Une première série de mesures effectuées à l'aide d'un magnétomètre de prospection à précession libre, nous a permis de vérifier qu'il n'existait pas sur l'étendue du Causse d'accident magnétique important. En aucun cas le gradient magnétique à grande échelle ne dépasse 5 γ /km une fois corrigé de l'effet de sol.

Par contre nous avons partout rencontré un important gradient vertical pouvant dans des cas extrêmes dépasser 100γ /m au voisinage immédiat du sol. Il est visiblement attribuable à l'existence dans les couches les plus superficielles, de matériaux ferromagnétiques. Cependant dès que la sonde se trouve placée à quelques décimètres de hauteur ce gradient s'atténue, pour devenir à peu près négligeable vers un à deux mètres. En prospectant soigneusement une région il est possible de trouver des zones de quelques mètres carrés où le gradient ne dépasse dans aucune direction 5 γ /m et où la valeur du champ est très proche de la moyenne des valeurs obtenues dans le voisinage.

Dans de telles conditions réputées favorables, nous avons installé cinq stations sur le Causse Méjean. La principale d'entre elles,

Planche XVII : Mesure sur le Causse Méjean (1965).

située sur l'aérodrome du Chanet*, comportait le magnétomètre de références, les récepteurs radio et les appareils d'enregistrement, les quatre autres étant des stations volantes équipées d'un magnétomètre et de son système de transmission. Leur répartition par rapport à celle du Chanet est la suivante :

Stations	Direction	Distance
Deïdou	Est	3 km
Mas de Val	Ouest	3,5 km
La Croix Blanche	Ouest	11 km
Nivoliez	Sud	3 km

Géologiquement les Causses sont une cuvette sédimentaire dont l'épaisseur peut atteindre 2000 m reposant sur un socle granitique. Compte tenu de la résistivité moyenne des calcaires (30 ω . x m environ) on voit que la profondeur de pénétration des courants telluriques dans le cas de phénomènes lents (de pseudo période supérieure à 10 s par exemple) dépasse de beaucoup l'épaisseur des sédiments et par conséquent que la distribution de ces courants sera surtout influencée par la structure du socle. Une étude tellurique préliminaire effectuée à l'aide d'électrodes impolarisables au chlorure d'argent (65) à montré l'existence à la station du Chanet d'une direction fortement privilégiée du champ tellurique dans la direction SO-NE. Une étude similaire effectuée à Deïdou a montré également une polarisation** du champ mais cette fois OSO - ENE. De plus si les variations au cours du temps du champ tellurique aux deux stations présentent de très grandes analogies, l'identité n'est cependant pas la

* - Grâce à l'aide aimablement apportée par Monsieur le Maire de Florac. Une vue de la station est représentée planche XVII.

** - On appelle "polarisation" cette anisotropie de distribution de du champ tellurique.

règle. En particulier, on peut observer entre le Chanet et Déïdou des divergences notables entre les directions du champ tellurique à un instant donné. On aurait donc pu s'attendre à une corrélation médiocre des phénomènes magnétiques.

L'expérience a entièrement démenti ces prévisions. Nous avons opéré de la manière suivante : le signal magnétique obtenu à Déïdou et transmis par radio au Chanet est, après démodulation, opposé au signal local de façon à obtenir sur un enregistreur double la valeur du champ de perturbation ΔF et la différence (ΔF) local - (ΔF) Déïdou. Postulant l'identité des variations très lentes* (en particulier de la variation diurne) nous avons cherché à annuler cette dernière sur l'enregistrement différentiel. Ce résultat une fois acquis, le gain de la chaîne modulation démodulation est exactement de 1. Nous avons vu du même coup disparaître sur la différence la totalité des phénomènes magnétiques, ce qui caractérise une corrélation complète dont la limite reste naturellement fixée par le bruit de fond des appareils. Dans le cas des expériences de Florac il est de l'ordre de 0,1 γ à très court terme, 0,2 à 0,3 γ à moyen terme (2 à 3 heures). Des tentatives répétées n'ont pas permis de mettre en évidence la moindre différence entre les deux stations. Il en a été de même dans tous les autres cas. La planche XVIII montre par exemple un enregistrement de trente minutes environ effectué entre le Chanet et la station de Mas de Val en période magnétique calme. Seul des phénomènes magnétiques locaux, par exemple le passage d'une voiture à quelque distance, apparaissent clairement sur la différence.

Nous devons donc admettre que les variations magnétiques sont sous la dépendance de facteurs très largement distribués puisque ,

* - Des mesures ultérieures ont démontré le bien fondé de cette hypothèse.

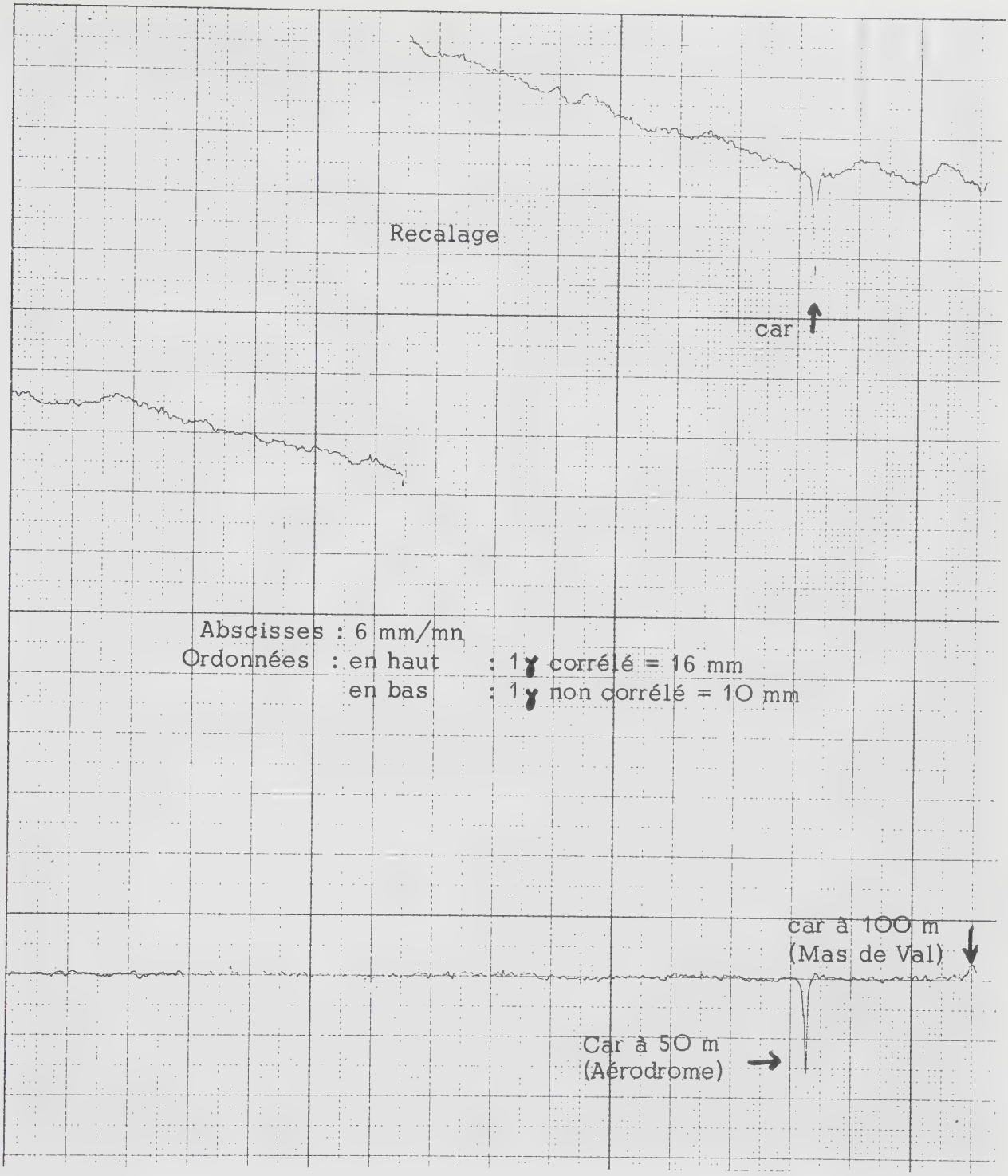


Planche XVIII : Corrélations magnétiques entre la station du Chanet et Mas de Val sur le Causse Méjean.

même pour les stations les plus éloignées, la corrélation reste totale. Au contraire les variations que nous avons observées dans le champ tellurique sont, au moins en partie, attribuables à des causes plus superficielles, probablement des "courants vagabonds" d'origine assez lointaine mais qui ne produisent pas d'effets magnétiques importants (66).

Ayant ainsi à la fois expérimenté sur le terrain l'ensemble de notre appareillage et vérifié que la corrélation totale des variations magnétiques en deux points pas trop éloignés était, dans les cas favorables, une hypothèse de travail raisonnable, nous avons essayé d'appliquer la méthode différentielle à l'étude de certains phénomènes liés à la présence de la mer.

II) - Etude des effets magnétomarins.

La mer est susceptible de modifier le magnétisme terrestre par deux mécanismes distincts. D'une part, elle agit par sa seule présence sur la distribution des courants telluriques, donc sur la partie "interne" du champ de perturbation ΔF *. D'autre part, les mouvements d'eau -conductrice - dans le champ magnétique terrestre engendrent des forces électromotrices, donc des courants électriques, source d'une nouvelle catégorie de perturbations.

La résistivité ρ de l'eau de mer est d'environ 0,25 ω x m, 10^2 à 10^4 fois plus faible que celle des roches superficielles. Une onde électromagnétique induira dans un océan un système de courants très différent de celui qu'elle produit sur la terre ferme. Ces courants ayant tendance à se fermer à l'intérieur des masses d'eau conductrices, on voit que la variation magnétique réellement observée

* - Nous appellerons cette première manifestation l'effet "statique" bien qu'il s'agisse en réalité de phénomènes électrodynamiques.

dépendra de la profondeur et de la forme de la mer. En particulier au voisinage d'un littoral on peut s'attendre à observer certaines anomalies. Par littoral il faut naturellement entendre la limite au delà de laquelle la conductance de l'eau devient faible devant celle des terrains sous jacents. On sait que la profondeur de pénétration P des courants induits (épaisseur de peau) peut s'exprimer par la relation

$$P\ (km) = \frac{1}{2\pi} \times \sqrt{10\ \rho\ (\omega \times m) \times T\ (s)}$$

Pour un phénomène durant 500 s, cette profondeur est voisine de 5 km. On voit donc que dans le cas des variations magnétiques lentes, seules les mers profondes peuvent jouer un rôle important. Le littoral s'identifie alors avec le rebord du plateau continental qui, dans le cas de la Bretagne, se situe à une centaine de kilomètres à l'ouest du rivage proprement dit. On peut observer que cette circonstance n'est pas particulièrement favorable aux mesures, et que l'effet "bord de mer" serait probablement plus facile à mettre en évidence dans la région de Nice où les fonds de 2000 m sont très proches de la côte. En revanche nous avons bénéficié dans le Morbihan de facilités d'implantation dans un site relativement tranquille au point de vue magnétique. Nous y avons installé deux stations permanentes, l'une exactement sur le bord de la mer dans le fort de Ker Neveste mis à notre disposition par la Marine Nationale, l'autre à vingt cinq kilomètres à l'intérieur des terres près du village de Grandchamp au NO de Vannes (Voir planche XIX). La station de Ker Neveste comportait deux magnétomètres à pompage optique, une installation radio susceptible de recevoir, indépendamment des liaisons téléphoniques de service, six voies "signal", les enregistreurs graphiques ou éventuellement magnétiques et un stock de matériel suffisant pour assurer la mise au point sur place de l'appareillage (planche XX). Celle de Grandchamp (planche XXI) comme les

KN
SP
KPH
BAIE
DE QUIBERON
GOLFE
DU
MORBIHAN
Auray
Carnac
Quiberon
Locmariaquer
Port-Navalo
Sarzeau
Grand-Champ
Pluvigner
Ste Anne-d'Auray
Locoal-Mendon
Belz
Plœmel
Crach
Baden
Plougoumelen
Ploëren
VANNES
Arradon
Conleau
Meucon
Camp de Meucon
Plescop
Brandivy
Landévant
Landaul
Plumergat
Locqueltas
Kerlévenan
Suscinio
Presqu'île de Rhuys
Anse de Suscinio
Pointe de St Jacques
Pointe du Conguel
Port-Haliguen
Carnac-Plage
St Pierre-Quiberon
Port-Blanc
Penthièvre
Portivy
Ile aux Moines
Ile d'Arz
Ile de Boédic
Ile Tascon
Ile Huric
Ile Longue
Ile Logodec
Ile Boudic
Ile Cadouarn
Ile Moustérian
Ile Gavrinis
Ile Er Lannic
Ile Berder
Ile Creizic
Ile Hoëdic
Ile Dronec
Ile Bélure
Ile Hur
Ile Baillaron
Ile Godec
Ile d'Arradon
Ile de Bélure
Ile de Kerdelan
Ile de Kergonan
Ile de Kerarden
Ile de Kerbihan
Ile de Kerdrien
Ile de Kerbihan
Ile de Kerdrien
Ile de Kerbihan
Ile de Kerdrien

unités mobiles installées ultérieurement, était plus sommairement équipée.

Comme nous l'avions fait précédemment à Florac, l'implantation des stations a été précédée d'une prospection magnétique destinée à déceler d'éventuelles anomalies locales. La station de Grandchamp s'est révélée un site particulièrement calme et uniforme où le gradient s'abaisse souvent au dessous de 1 γ /m. Celle de Ker Neveste est un peu moins valable, mais les conditions magnétiques y restent néanmoins équivalentes à celles rencontrées dans le Massif Central.

Comme à Florac également, nous avons effectué un certain nombre de mesures du champ tellurique. Elles ont montré l'existence d'une polarisation totale* dans les deux stations, la direction privilégiée étant, comme on pouvait le prévoir, perpendiculaire à la direction moyenne du littoral. Cette direction est très constante à Grandchamp, un peu moins à Ker Neveste, mais ses variations dans le temps ne paraissent pas en relation évidente avec les phénomènes marins.

Les mesures magnétiques comportent d'une part, une série d'enregistrements à grande sensibilité (20 mm/γ ou plus), mais de durée relativement faible (en général inférieure à vingt quatre heures), d'autre part un enregistrement prolongé de cinq semaines consécutives environ effectué durant l'été 1967 mais avec une sensibilité plus réduite (2mm/γ). Les principaux résultats concernent l'aspect statique des phénomènes magnétomarins. Nous allons cependant envisager rapidement le problème des mouvements d'eau.

Les vagues et les houles océaniques sont susceptibles de produire de faibles champs magnétiques. En effet, bien qu'il s'agisse d'oscil-

* - A Grandchamp en particulier le rapport des signaux enregistrés dans la direction privilégiée et dans la direction perpendiculaire est supérieur à 50.

lations stationnaires, les molécules d'eau ne sont pas immobiles mais décrivent des cercles dont l'amplitude décroît avec la profondeur. Crews et Futterman (67), Warburton et Caminiti (68) ont effectué des calculs théoriques qui conduisent à prévoir des effets de l'ordre du gamma au niveau de la mer, variables naturellement suivant la hauteur et la longueur d'onde des vagues. Weaver (69) a montré que les houles de grandes périodes pouvaient avoir une influence beaucoup plus marquée et produire un champ de plusieurs γ à 100 m de profondeur. Maclure, Hafer et Weaver (70) ont pu vérifier expérimentalement l'exactitude des ordres de grandeur prévus. Par suite de l'existence d'un gradient vertical d'environ 0,025 γ /m, la mesure ne peut s'effectuer qu'à l'aide d'un magnétomètre stabilisé à une hauteur donnée, donc soit posé sur le fond, soit découplé des mouvements de la surface. Ne possédant pas encore d'appareillage de ce genre*, nous n'avons pu effectuer d'expériences dans ce domaine.

Les mouvements d'eau accompagnant les marées et les courants sont également susceptibles de produire des forces électromotrices d'induction et par conséquent de perturber le champ tellurique ou magnétique. L'influence tellurique est certaine et a été souvent signalée . Schlich et Patriat (71) attribuent à la marée ou au courant de marée, la différence observée entre la valeur du champ magnétique mesuré à l'île d'Ouessant et à la station continentale de Plabennec. Cet écart, dont l'amplitude atteint 3 γ , varie au cours du temps avec une période semi diurne. Nous avons tenté de mettre en évidence un effet du même genre attribuable au courant que produit la marée dans le golfe du Morbihan. A cet effet, nous avons installé à Ker Pen Hir, près de Locmariaquer (K P H sur la planche XIX) à huit cent mètres environ de l'embouchure du golfe, une station volante équipée d'un magnétomè-

* - Un magnétomètre sous marin susceptible de fonctionner à une vingtaine de mètres de profondeur est en cours de réalisation.

Planche XXI : Station de Grandchamp.

tre à asservissement de fréquence. Ses indications ont été comparées plusieurs jours de suite, en période de grande marée, avec celles d'un magnétomètre semblable placé à Ker Neveste. Grâce à des circonstances magnétiques favorables, les appareils ont fonctionné de façon particulièrement satisfaisante, surtout durant la nuit. Le résultat a cependant été négatif. Aucun phénomène d'une période de six heures, attribuable à un effet de marée n'a pu être décelé et la différence entre les deux magnétomètres est restée constante à 0,05 γ près. L'influence du courant, si elle existe, est donc au plus de cet ordre. Nous pensons que la faiblesse de l'effet est attribuable à la configuration particulière du golfe du Morbihan et à la grande résistance des terrains granitiques sous jacents. Les lignes de courant ont alors tendance à se fermer dans l'eau, donc à annuler plus ou moins leurs effets dans le plan de symétrie où se trouvait placée la station (Figure VIII 1).

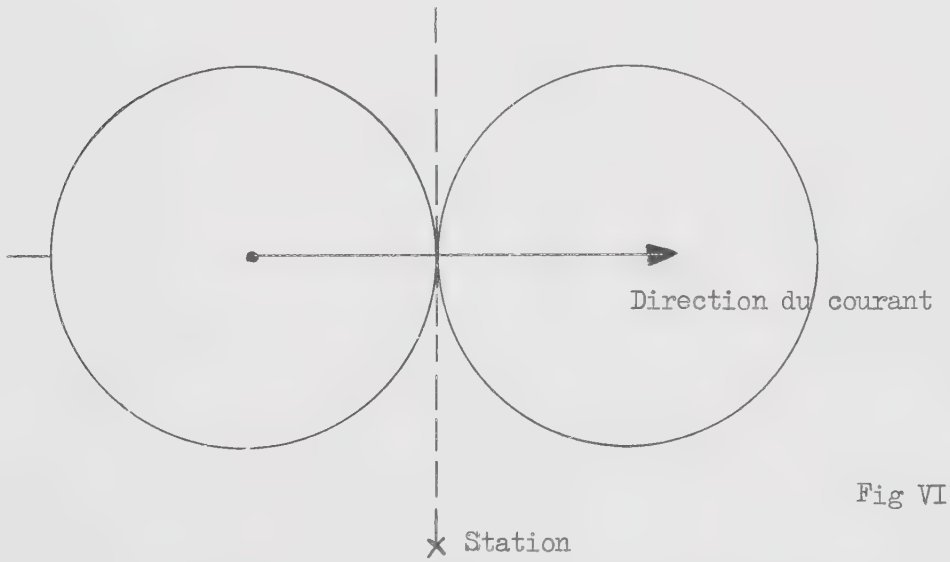


Fig VIII 1

Il peut aussi se faire que la variation observée par Schlich soit partiellement attribuable, non à un effet direct du courant, mais à l'influence de la mer sur la variation diurne que nous envisageons plus loin.

D'autres mesures comparatives effectuées cette fois entre Ker Neveste et Grandchamp ont montré que les variations nocturnes aux deux stations étaient identiques à 0,5 γ près environ. (La planche XXII représente l'enregistrement simultané du champ à Ker Neveste (2 mm/ γ), à Grandchamp (1,5 mm/ γ environ), et de la différence entre les stations (5 mm/ γ) durant trois nuits consécutives). Ceci prouve que les mouvements d'eau accompagnant les marées en baie de Quiberon ont une influence négligeable à la station côtière. L'hypothèse d'un effet plus important mais entièrement corrélé est ici à écarter, en raison de la proximité relative des masses d'eau en mouvement. En revanche l'influence de la mer se manifeste dans d'autres circonstances que nous allons maintenant examiner.

Les premières vérifications expérimentales de l'existence d'un effet "bord de mer" remontent à une dizaine d'années. En 1959 et ultérieurement en 1961, Parkinson (72, 73) a étudié la direction du champ de perturbation $\Delta \vec{F}$ pour un certain nombre d'évènements magnétiques de durée moyenne (5 à 60 minutes). Il a remarqué que celle-ci se situait le plus souvent à l'intérieur d'un plan privilégié dont on pouvait matérialiser la direction par un vecteur. La carte des vecteurs de Parkinson établie pour l'Australie montre qu'ils sont tous à peu près perpendiculaires à la côte et dirigés vers la mer. Schmucker, en Californie (1964), Lambert et Caner (74) dans la région de Vancouver (1965) aboutissent à des conclusions analogues.

D'autres expériences effectuées par Zhigalov en 1960 dans l'Océan Arctique montrent que le rapport $\Delta Z / \Delta H$ décroît régulièrement quand la profondeur de la mer croît, donc que le champ de perturbation tend à devenir horizontal au large. Des enregistrements effectués par Duffus et al, dans l'île de Vancouver sur la côte occidentale du Canada, ont permis de comparer les variations du champ magnétique en deux

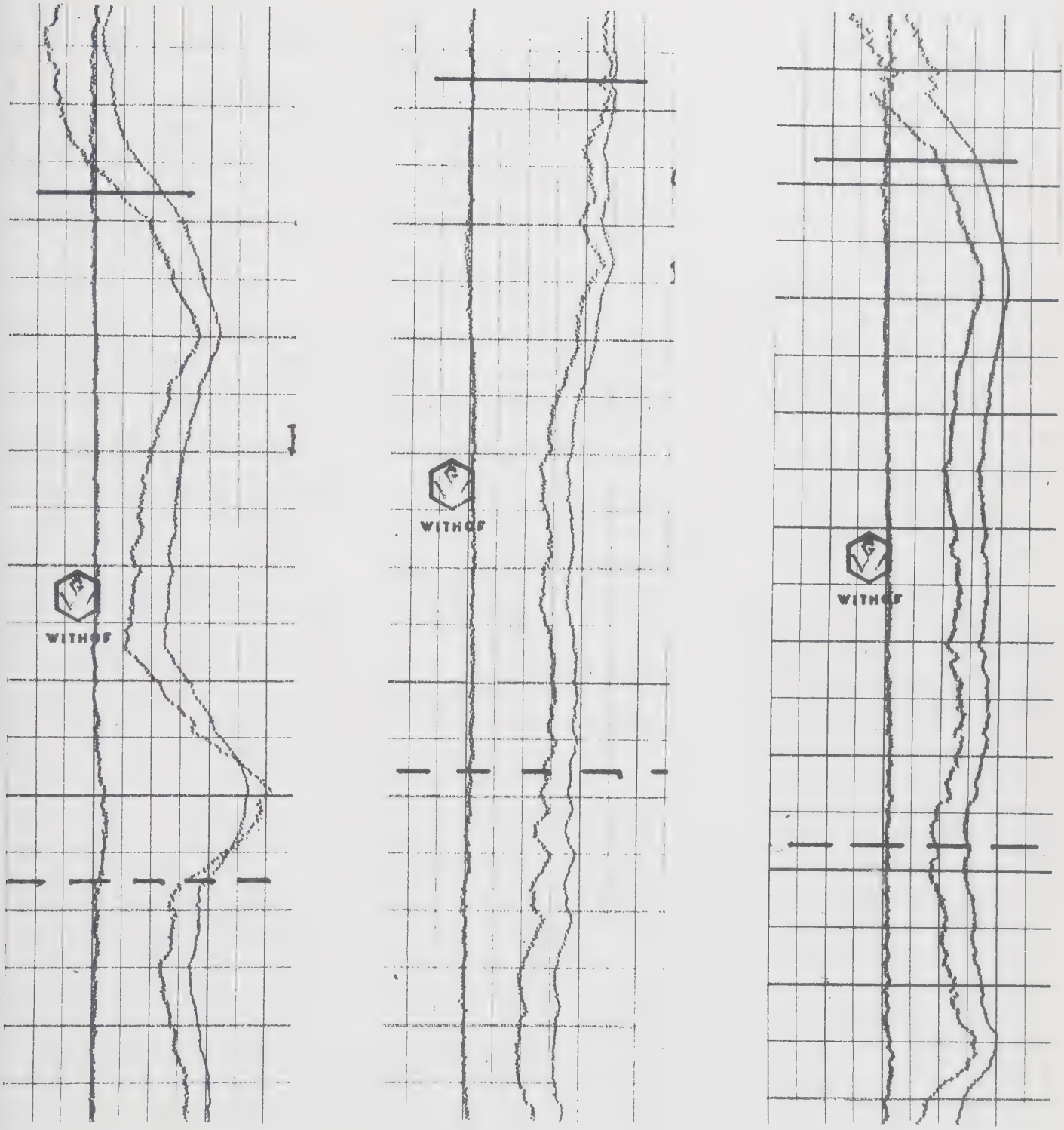


Planche XXII : Comparaison des variations magnétiques entre Ker Neveste et Grandchamp.

stations, l'une côtière et l'autre à 20 km à l'intérieur des terres (75). Ces expériences ont montré que l'amplitude des phénomènes très lents était sensiblement la même dans les deux cas, mais que des divergences notables apparaissaient dès que la durée des perturbations s'abaissait au dessous de 300 s. Pour des pseudo périodes de l'ordre de 20 secondes, l'amplitude du champ de perturbation ΔF^* est 2,5 fois plus grande à la station côtière qu'à la station intérieure. Ce rapport peut atteindre 20 si la distance entre les stations est de plusieurs centaines de kilomètres (76). Le Borgne et al (77) obtiennent des résultats analogues en comparant les variations magnétiques en Corse et à Chambon la Forêt. Schlich, Patriat et Ronfard (78) font état d'écarts importants entre Saint Jean Cap Ferrat, sur la côte méditerranéenne, Draguignan à 40 km en retrait, et une station marine située au large des îles d'Hyères. Pour des pseudo périodes inférieures à une heure, l'amplitude des variations à Saint Jean Cap Ferrat est toujours supérieure à celle à Draguignan. Leur rapport peut varier de 1,2 (pour T = 1 heure) à 3 (pour T = 5 minutes), la station marine présentant un comportement intermédiaire.

Ces résultats peuvent s'interpréter de façon satisfaisante à partir de modèles théoriques. Rikitake (79,80), Weaver (81) Dosso (82), et d'autres auteurs ont étudié le système de courants induits par une onde électromagnétique dans un milieu présentant diverses discontinuités de conduction. Les calculs permettent de prévoir un renforcement de la composante verticale du champ de perturbation au voisinage immédiat du rivage, l'effet s'atténuant rapidement au dessus de la mer et beaucoup plus lentement au dessus de la terre.

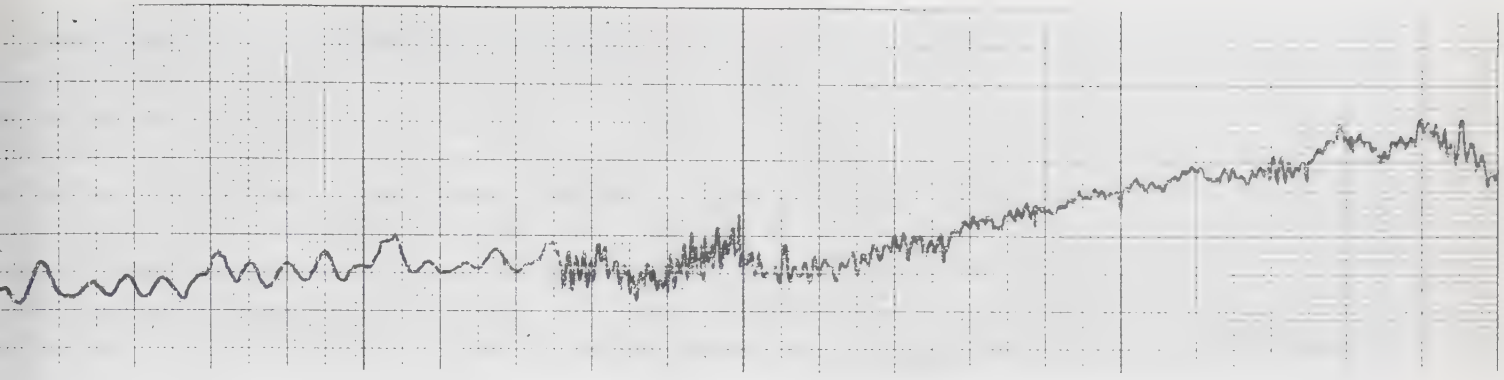
Nous avons tenté de mettre en évidence ce phénomène en utili-

* - Calculé d'après les valeurs de X et Z données par Duffus.

sant des magnétomètres à pompage optique sensibles à la composante de $\overrightarrow{\Delta F}$ parallèle au champ total $\vec{F}$. A cet effet nous avons fait choix sur les enregistrements d'un certain nombre de perturbations dont les durées s'échelonnent de vingt secondes* à une heure. Nous avons déterminé, pour chacun d'eux, le rapport des amplitudes à Ker Neveste et à Grandchamp et calculé la moyenne des valeurs obtenues pour des évènements ayant des durées voisines. On peut alors construire la courbe représentant, en fonction de la durée des phénomènes, les variations du rapport moyen des amplitudes (Figure VIII 2). Son allure générale est très semblable à celle obtenue par Schlich ou par Duffus, mais la valeur du rapport station côtière/station continentale pour une période donnée est un peu plus faible que celle observée par Duffus et nettement plus petite que celle donnée par Schlich. Nous pensons que ceci est dû à l'existence du plateau continental, la véritable discontinuité de conductivité étant alors reportée à une certaine distance de la côte. Des expériences entre Ker Neveste et Belle Ile en mer, devraient permettre prochainement de préciser cette interprétation.

L'effet de la mer est donc manifeste sur des phénomènes de période moyenne, de l'ordre de une à deux heures. Il faut cependant remarquer que lorsque la période augmente, le rapport des variations en deux stations, l'une marine et l'autre terrestre, ne tend pas toujours vers un. C'est ainsi que Schlich par exemple (71) indique que l'amplitude de la variation diurne Sq en Méditerranée est 1,4 fois celle mesurée à Draguignan. Hill et Mason avaient déjà observé en 1962 (83) que l'amplitude Sq à l'entrée de la Manche pouvait être double de celle

* - La planche XXIII représente un fragment d'enregistrement qui illustre clairement l'influence de la fréquence des phénomènes. La dérive lente visible sur l'enregistrement du haut est complètement effacée sur la différence (en bas). En revanche les pulsations rapides y sont parfaitement visibles.



Abscisses : droite 3 mm/mn
: gauche 12 mm/mn
Ordonnées : haut Σ 4 mm/γ
: bas Δ 16 mm/γ

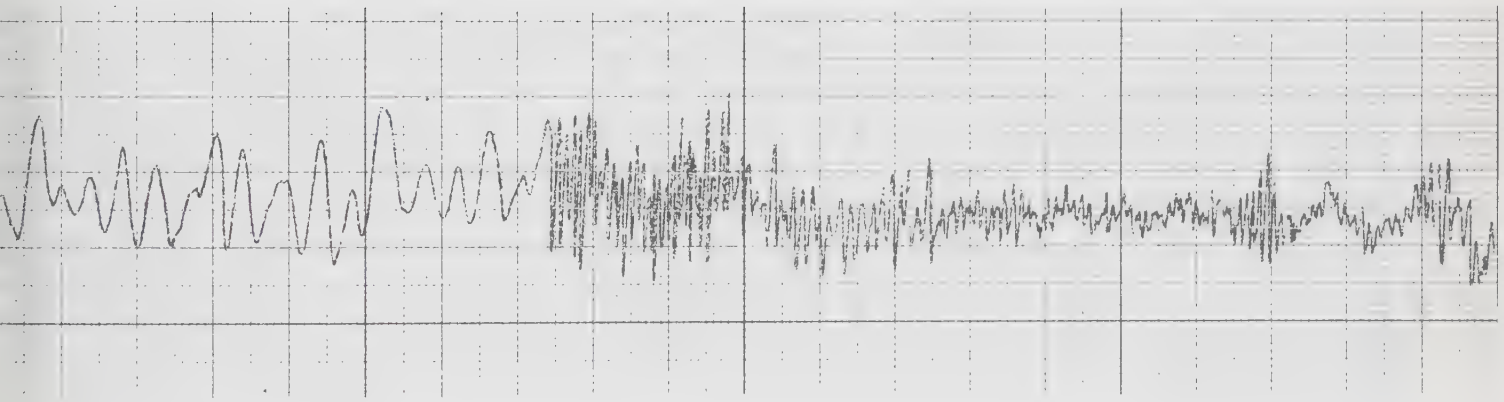


Planche XXIII : Comparaison des variations magnétiques entre Ker Neveste et Grandchamp.

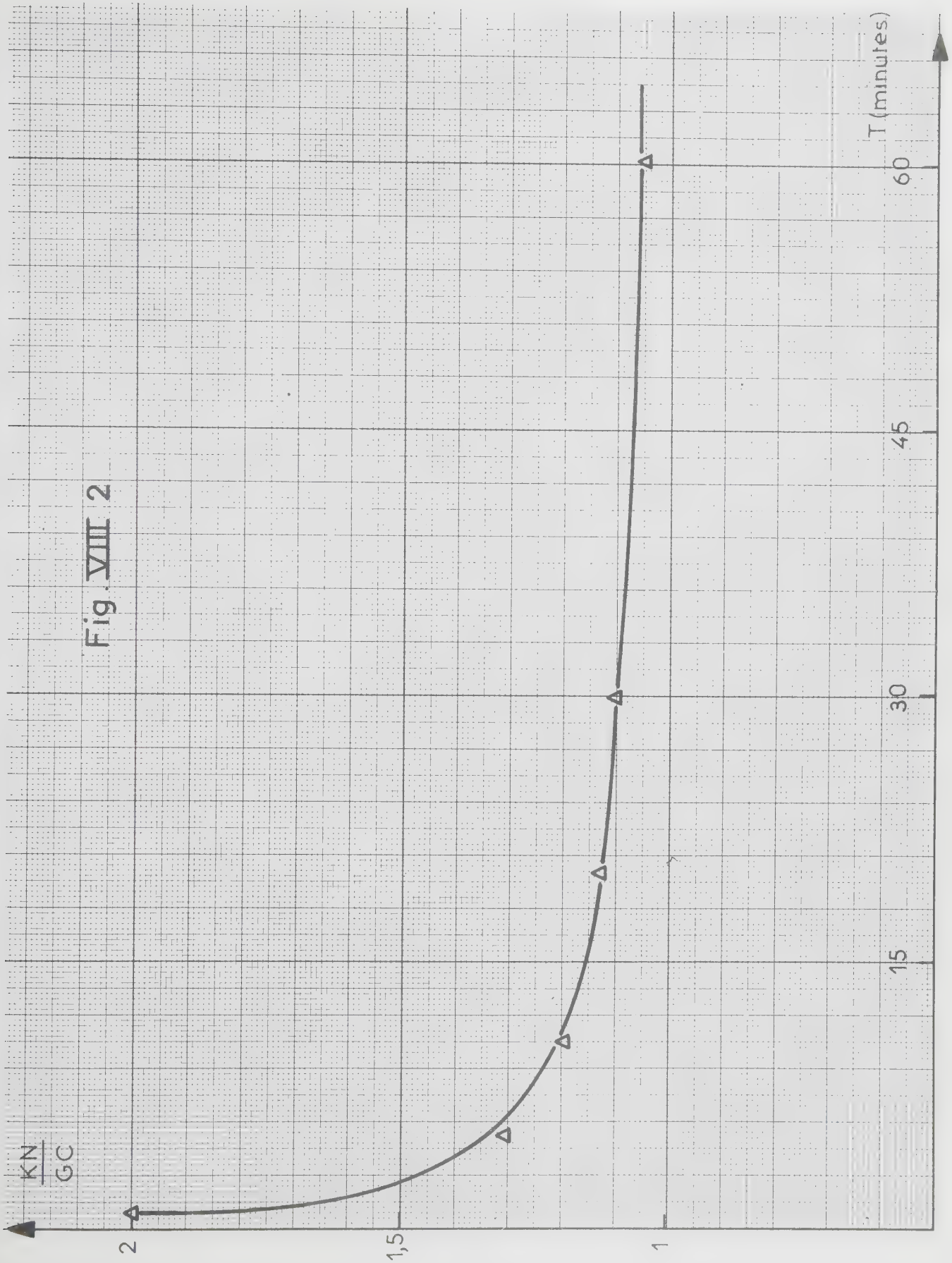


Fig. VIII 2

mesurée sur la terre ferme, et que dans la différence apparaissait une forte composante de période semi-diurne, attribuable, selon les auteurs, aux courants de marée. Très récemment encore, Malin (84) a attiré l'attention sur l'amplitude anormale que prend la variation magnétique lunaire dans les stations côtières des îles Britanniques, probablement sous l'influence de phénomènes d'induction dans l'Atlantique.

Il semble donc que, même pour des variations d'une période de douze heures ou plus, et bien que, dans ce cas, la profondeur de pénétration des courants électriques dans l'eau soit de plusieurs dizaines de kilomètres, la mer soit susceptible de jouer un rôle important dans le magnétisme terrestre.

Divers auteurs ont entrepris de résoudre le problème théorique de l'induction produite dans un océan par la variation diurne Sq, en particulier Rikitake (85) qui doit cependant faire appel à des anomalies de conductivité dans le manteau pour expliquer certaines particularités du champ magnétique au Japon. Roden (86) a examiné surtout l'influence de la couche d'eau, tandis que Lambert et Caner (74) estiment que celle du manteau est prépondérante dès que la période devient supérieure à trente minutes. Ce sentiment est partagé par Coode et Tozer (87) qui cherchent à relier l'effet bord de mer à une déformation du manteau sous l'océan. Les conditions aux limites et les modèles utilisés varient naturellement d'un auteur à l'autre, mais pour la plupart d'entre eux, il ne semble pas que les seuls phénomènes d'induction dans l'eau de mer suffisent à expliquer les anomalies de Sq.

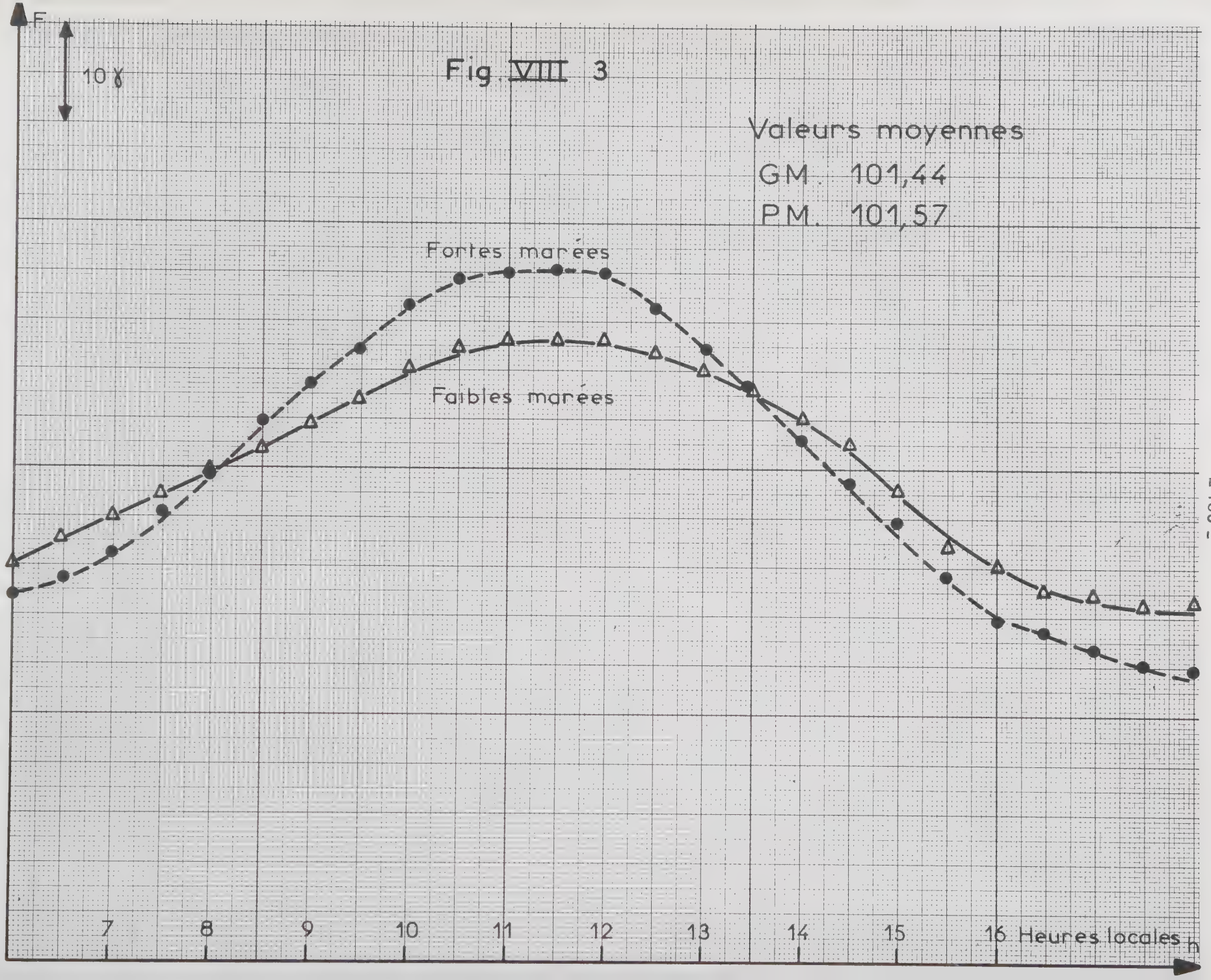
La précision des observations que nous avons pu faire en Bretagne, sur le comportement de la variation diurne a beaucoup souffert de l'éloignement des stations du talus continental. En fait nous avons trouvé des variations pratiquement identiques, l'écart entre les

indications des magnétomètres ne dépassant jamais 2 γ . Nous avons constaté cependant que l'amplitude à Ker Neveste était très légèrement supérieure à celle de Grandchamp. Une partie de l'effet est peut être attribuable à une dérive du magnétomètre littoral qui fonctionnait dans des conditions thermiques très défavorables (écarts de plus de 20º C entre le jour et la nuit) mais nous pensons qu'il subsiste une différence résiduelle de 1 γ environ imputable à des causes naturelles. Cet écart est trop petit pour qu'on puisse en étudier systématiquement l'origine mais il s'agit très probablement d'un reflet du renforcement de Sq à l'aplomb du talus continental. L'influence de la mer sur les variations magnétiques lentes est en effet certaine.

Nous nous en sommes convaincus en comparant la variation diurne moyenne en période de grande marée à celle qu'on observe en période de morte eau. La figure VIII 3 montre que les valeurs du Sq dans les deux cas sont notablement différentes bien que la valeur moyenne du champ demeure inchangée. En revanche il semble que l'intensité du champ terrestre durant la nuit soit systématiquement plus élevée en période de vive eau (Figure VIII 4).

Il est probable que les phénomènes observés en Bretagne sont justiciables des mêmes interprétations théoriques que l'ensemble des effets "bord de mer" déjà signalés. Cependant nous voudrions attirer l'attention sur un autre mécanisme susceptible de produire également des anomalies magnétiques au voisinage d'une côte.

Il semble établi actuellement que l'origine des courants responsables du Sq et des effets lunaires doit être recherchée au moins partiellement dans des mouvements de particules chargées sous l'action de vents ou de marées ionosphériques. Les mouvements de l'ionosphère attribuables à des forces de gravitation sont connues depuis assez longtemps (88) mais leur étude a fait récemment l'objet d'un


F
10 γ
Fig. VIII 3
Valeurs moyennes
GM. 101,44
PM. 101,57
Fortes marées
Faibles marées
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16 Heures locales
h

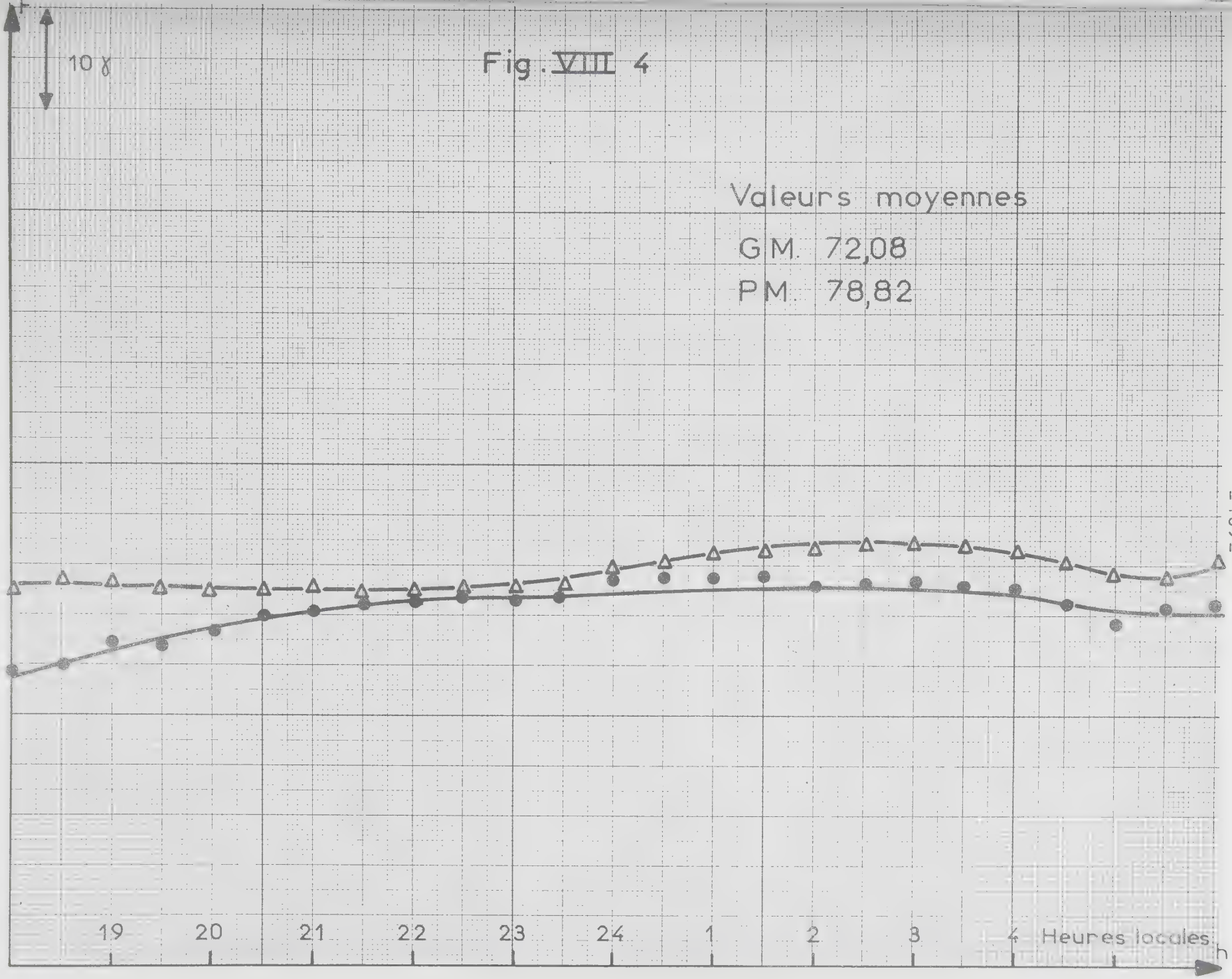


Fig. VIII 4
10 γ
Valeurs moyennes
GM. 72,08
PM. 78,82
19
20
21
22
23
24
1
2
3
4
Heures locales
h

grand nombre de travaux. Matshushita (89), Martyn (90), Appleton (91), Maeda (92, 93), parmi d'autres ont signalé l'existence de marées ionosphériques, et montré leur étroite relation avec le magnétisme terrestre. Nous pouvons donc admettre que la majeure partie des effets magnétiques observés au sol est en liaison directe avec des déplacements de charges au niveau des couches E et F entre 100 et 150 km d'altitude.

Une fraction appréciable du champ reste cependant produit par le système de courants induits dans l'épaisseur du sol. Chapman (1) l'évalue à 40% de la variation totale et ce chiffre doit être considéré comme un minimum car les données expérimentales servant à l'établir proviennent toutes de stations terrestres. Ces courants induits exercent à leur tour, sur le mouvement des charges qui les engendre, des forces de freinage et de répulsion, faibles au dessus du sol mais beaucoup plus considérables au dessus de la mer. La discontinuité terre mer devrait donc s'accompagner d'une variation dans la densité et la hauteur de l'ionosphère, contribuant à créer une situation magnétique anormale. Il s'agit là naturellement d'une simple hypothèse qui ne repose actuellement sur aucune vérification expérimentale. Nous espérons pouvoir la préciser dans un proche avenir.

Signalons pour terminer que nous avons observé à quelques rares reprises de petites variations (1 à 5 γ en général) dont les manifestations à Ker Neveste et à Grandchamp étaient décalées dans le temps de 5 à 10 minutes. Elles se traduisent par l'apparition sur la différence, d'un signal ayant l'allure d'une courbe de dispersion dissymétrique (Figure VIII 5), la phase d'apparition T_a durant quelques minutes et celle de rétablissement T_r beaucoup plus longtemps. (Dans un cas extrême T_r a atteint sept heures). Ces effets ne peuvent en

aucun cas être attribués à l'appareillage. Ils sont peut être dûs au

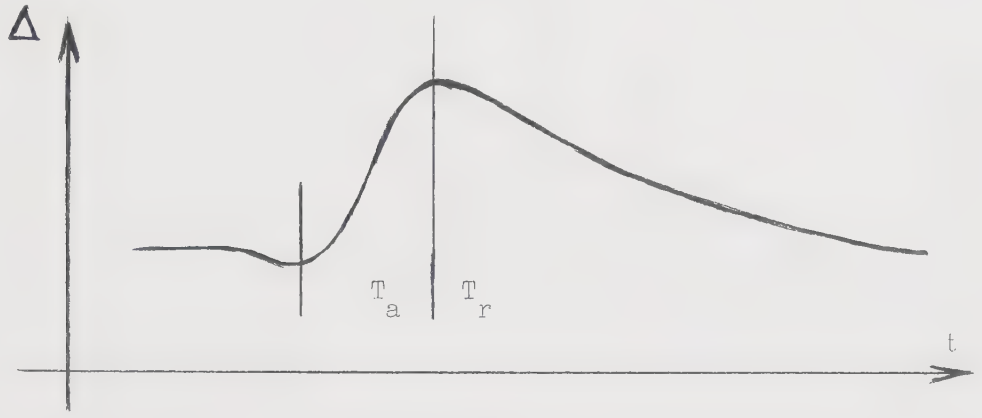


Figure VIII 5

passage,à la verticale des stations, d'une perturbation ionosphérique de faibles dimensions,se déplaçant à une vitesse de 40 à 80 m/s - valeur vraisemblable. Toutefois, nous n'avons pas actuellement d'explication satisfaisante à proposer pour ces phénomènes.

CONCLUSION

Au terme de cette étude nous pouvons résumer ainsi les principaux résultats acquis.

Nous avons réussi, en utilisant la résonance magnétique d'atomes de potassium orientés par pompage optique, à développer un magnétomètre susceptible de mesurer avec précision le champ terrestre. L'une des versions réalisée est un appareil à asservissement de champ, qui se prête de façon particulièrement simple à l'enregistrement graphique. Un autre modèle utilise l'asservissement de fréquence, qui permet le déplacement du capteur magnétique et facilite la transmission des signaux. Dans l'un et l'autre cas, ces magnétomètres permettent de mettre en évidence des phénomènes relativement rapides (10 secondes à 10 minutes) de 0,03 γ d'amplitude et des phénomènes plus lents (1 à 10 heures) de 0,1 à 0,2 γ environ. Compte tenu de la manière dont nous définissons leur sensibilité, ils nous semblent équivalents aux magnétomètres industriels utilisant le même principe. Ils n'en ont probablement pas la commodité d'emploi, ni peut être la fiabilité, mais leur usage sur le terrain a montré qu'ils représentent néanmoins un matériel entièrement opérationnel.

Parallèlement aux recherches sur le pompage optique nous avons été amenés à mettre au point un magnétomètre à aimant asservi susceptible d'étudier de faibles variations de la déclinaison D. Faute d'une utilisation prolongée on ne peut encore préjuger des performances ultimes de ces appareils. Les résultats obtenus lors des premiers essais montrent cependant qu'ils surclassent largement les autres magnétomètres du même type. La sensibilité obtenue est de 0,01 à 0,02 γ à court terme et 0,02 à 0,05 γ à long terme, supérieure à celle des appareils à pompage optique.

Pour pouvoir réaliser la comparaison instantanée des variations magnétiques nous avons également développé des moyens de liaison radio appropriés. Ceci nous a conduit à mettre au point un système de conversion tension-fréquence - tension, d'une très grande stabilité dans le temps, et à construire plusieurs émetteurs récepteurs dans la bande 150-160 M c/s. Grâce à ces éléments entièrement réalisés au Laboratoire de l'Ecole Normale Supérieure, nous avons pu réaliser un réseau de télémesure capable de fonctionner sans incident durant plusieurs semaines, donc convenant parfaitement à des enregistrements prolongés du champ terrestre.

Cet ensemble a été effectivement employé à l'étude du champ terrestre et à ses relations avec la mer. Une première série de mesures effectuées dans le Massif Central a servi de test global à l'appareillage et a pu montrer que les variations du champ au cours du temps étaient absolument identiques en deux stations terrestres modérément éloignées (10 km). Une deuxième série d'expériences qui se sont déroulées en Bretagne en 1966-1967 a permis de vérifier que cette identité cessait dans le cas d'une station littorale et d'une station terrestre distantes de 30 km environ. Nous avons pu constater que le taux de corrélation croissait avec la durée des phénomènes et devenait pratiquement égal à 1 pour des périodes de quelques heures. Nous avons constaté également que les marées n'affectaient pas la différence entre les deux stations donc que, au moins dans le cas de la Bretagne dotée d'un large plateau continental, l'effet des mouvements d'eau était très réduit. De même il n'a pas été possible de mettre en évidence de phénomène magnétique accompagnant de façon certaine les courants de marée dans le golfe du Morbihan.

En revanche un enregistrement prolongé a montré l'existence

d'une influence lunaire importante sur l'amplitude de la variation diurne. Cet effet observé par divers auteurs est en général attribué à l'existence de courants induits dans la mer. Nous pensons qu'il pourrait également être en relation avec des phénomènes de marée ionosphérique.

BIBLIOGRAPHIE

1) - CHAPMAN et BARTELS : Geomagnetism. Oxford University Press Vol. I (1961)

2) - LA COUR : Enregistreur à marche rapide de l'Année polaire. Comm. de Magn. Terr. et d'Elec. Atmosph. Procès-verbaux Innsbruck p. 275-276 (1931)

3) - LA COUR . Magnétomètre à quartz Q H M Danish Meteorol. Inst. Copenhague 1936

4) - DUNCAN: Jl of Geoph. Res 66 Nº 7 p 2087 (1961)

5) - SELZER: Ann. of I.G.Y. Vol. 4 part. 4, 7 p. 287

6) - STEFANT: Ann. de Geoph. 19 p. 251 (1963)

7) - CLERC et GILBERT - Ann. de Geoph. 20 p. 499 (1964)

8) - GENDRIN et STEFANT : C.R. Ac. Sc. 254 p. 1852 (1962)

9) - L. CAGNIARD : Geophysics 18 p. 605 (1953)

10) - SHULEIKIN : Dok. Akad. Nauk. 76 p. 57 (1951)

11) - VARIAN : Geoph. Techn. Mem. Nº 18 (1965) (Observatoire automatique).

12) - LAVAUD : Thèse 3e cycle Univ. de Paris (1964)

13) - DURSCHNER : Ann. de Geoph. 7 fasc. 4 Oct. Déc. 1951

14) - JOLIVET : Diplôme d'Etudes Supérieures Paris Nov. 1964

15) - LE BORGNE et LE MOUEL : Publications I.P.G. Note 2 - Juillet 1964

16) - BONNET : Ann. de Geoph. 18 1962

17) - SOUTIF : Jl de Phys. et Rad. X p 61 (1949)

18) - BENE, EXTERMANN et HOCHSTRASSER : C.R. Ac. Sc. 248 p. 218 (1959)

19) - PACKARD et VARIAN : Phys. Rev. 93 p. 941 (1954)

20) - WATERS et FRANCIS : Jl of Sc. Inst. 35 p. 88 (1958)

21) - GRIVET : 9e Colloque Ampère (Pise) p. 567 (1960)

22) - OVERHAUSER : Phys. Rev. 92 Nº 2 p. 411 (1953)

23) - ABRAGAM : Phys. Rev. 98 p. 1729 (1955)

24) - ABRAGAM, COMBRISSON et SOLOMON : C.R. Ac. Sc. 245 p. 157 (1957)

25) - SOLOMON et FREYCENON : L'Onde électrique 402 p. 590 (1960)

26) - BONNET : Ann. Geoph. 18 p. 62 (1962)

27) - SALVI : Thèse Grenoble (1961)

28) - COLEGROVE et FRANKEN : Phys. Rev. 119 p. 630 (1956)

29) - KASTLER : Jl Phys. Rad. 11 p. 255 (1950)

30) - DEHMELT : Phys. Rev. 105 p. 1487 (1957)

31) - DEHMELT : Phys. Rev. 105 p. 1924 (1957)

32) - BLOOM : Jl of App. Optics 1 p. 61 (1962)

33) - RUDDOCK et WEAVER : Pub. Varian Associates

34) - BENDER, BEATY et CHI : Phys. Rev. Lett. 1 p. 311 (1958)

35) - ARDITI et CARVER : Phys. Rev. 124 p. 800 (1961)

36) - ROBINSON, ENSBERG, DEHMELT : Bull Am. Phys. Soc. 3 p. 9 (1958)

37) - Mme BOUCHIAT : Thèse Paris Juin 1964

38) - KASTLER : Optique (Cours de Phys. Gen.) Masson 1965

39) - BREIT et RABI : Phys. Rev. 38 p. 2082 (1931)

40) - KELLOG et MILLMAN : Rev. Mod. Phys. 18 p. 323 (1946)

41) - SKILLMAN et BENDER : Jl of Geoph. Res. 63 p. 513 (1958)

42) - BENDER : 9e colloque Ampère (Pise) p. 621 (1960)

43) - BELL et BLOOM : Bull. Am. Phys. Soc. 3 p. 325 (1958)

44) - BELL et BLOOM : Phys. Rev. 107 p. 1559 (1957)

45) - ARNOLD, BELL et BLOOM : Jl Geoph. Res. 65 p. 2472 (1960)

46) - UNTERBERGER : Jl Geoph. Res. 65 p. 4213

47) - MALNAR et MOSNIER : Ann. de Radioél. 16 Nº 63 (1961)

48) - Mme GROSSETETE : Thèse Paris Mai 1967

49) - MALNAR : C.R. 3e conf. Int. Elec. quantique (1964)

50) - LEBOUTEILLER : Thèse Paris 1967

51) - DEHMELT : Phys. Rev. 105 p. 1487 (1957)

52) - ALEXANDROV et KCHODOVOJ : C.R. 3e Conf. Int. El. quantique p. 299 (1964)

53) - BREWER : Rev. Sc. Inst. 32-12 p. 1356 (1961)

54) - BELL, BLOOM et LYNCH : Rev. Sc. Inst. 32-6-6- p. 688 (1961)

55) - GOURBER : C.R. 3e Conf. Int. Elec. quantique p. 325 (1964)

56) - GERARD : Jl Sc. Inst. 39 p. 217 (1962)

57) - BLOCH : Phys. Rev. 102 p. 104 (1956)

58) - CAGNAC : Thèse Paris 1960

59) - MALNAR : Adv. in Electronics and Electron Phys. 23 (1967) p. 40 et suivantes

60) - GOURBER : Thèse Paris 1965

61) - ARDITI : Thèse Ann. Phys. 5^2 p. 973 à 1025 (1960)

62) - ANDRES et FARMER : I R E Trans. Mil. Elect. p. 178 (1959)

63) - LAVAUD : Thèse 3e cycle Univ. de Paris (1964)

64) - WARD et RUDDOCK : Jl Geoph. Res. 67 Nº 5 p. 1889

65) - MARFIL : Thèse Madrid 1965

66) - MOSNIER : Ann. Geoph. 22 Nº 1 (1966)

67) - CREWS et FUTTERMAN : Jl of Geoph. Res. 67 Nº 1 p. 299 (1962)

68) - WARBURTON et CAMINITI : Jl of Geoph. Res. 69 Nº 20 p. 4311 (1964)

69) - WEAVER : Jl of Geoph. Res. 70 Nº 8 p. 1921 (1965)

70) - MACLURE, HAFER et WEAVER : Nature Déc. 1964 p. 1290

71) - SCHLICH et PATRIAT : Pub. I.P.G. Nº 21 (Mai 1967)

72) - PARKINSON : Geoph. Jl 2 p. 1 (1959)

73) - PARKINSON : Geoph. Jl 6 p. 4 (1961)

74) - LAMBERT et CANER : Can. Jl of Earth Sc. 2 p. 485 (1965)

75) - DUFFUS, SHAND, WRIGHT, NASMYTH et JACOBS : Jl of Geoph. Res. 64 Nº 5 p. 581 (1959)

76) - DUFFUS, SHAND et WRIGHT : Nature p. 141 (Avril 1960)

77) - LE BORGNE, FONTAINE, LE MOUEL et PLESSARD : C.R. Ac. Sc. Paris 258 p. 1586 (1964)

78) - SCHLICH, PATRIAT et RONFARD : C.R. Ac. Sc. Paris 260 p. 623 (1965)

79) - RIKITAKE : Geophys. Jl 5 p. 1 (1961)

80) - RIKITAKE : Electromagnetism and the earth interior (Elsevier 1966)

81) - WEAVER : Can. Jl of Phys. 41 p. 484 (1963)

82) - DOSSO : Can. Jl of Earth Sc. 3 p. 287 (1966)

83) - HILL et MASON : Nature p. 365 (Juillet 1962)

84) - MALIN : I A G A Bulletin Nº 24. Congrès de Saint-Gall (1967)

85) - RIKITAKE : Jl Geom. et Geoélec. 11 p. 65 (1960)

86) - RODEN : Geoph. Jl 8 p. 375 (1964)

87) - COODE et TOZER : Nature p. 164 (Janvier 1965)

88) - APPLETON et WEEKES : Nature 142 p. 71 (1938)

89) - MATSUSHITA : Hand. der Phys. XLIX 2 p. 547

90) - MARTYN : Proc. Roq. Soc. London A 194 p. 429 (1948)

91) - APPLETON et BEYNON : Nature 164 p. 308 (1949)

92) - MAEDA et FUJIWARA : I A G A Bulletin Nº 24. Congrès de Saint-Gall (1967)

93) - MAEDA : Jl geom. et Geoélec. Kyoto 986 (1957)

TABLE DES PLANCHES

		Page
Planche I	: Magnétomètre à asservissement de champ (type Florac)	42
Planche II	: Magnétomètre à asservissement de champ (type Ker Neveste)	44
Planche III	: Circuits électroniques du magnétomètre de type Ker Neveste	52
Planche IV	: Magnétomètre à asservissement de fréquence	72
Planche V	: Appareillage de contrôle des sources (vue éclatée du montage)	80
Planche VI	: Diverses formes de sources utilisées en pompage optique	84
Planche VII	: Détail du montage de la source lumineuse	88
Planche VIII	: Oscillateur 42 M c/s, transistorisé, destiné à l'excitation des sources lumineuses	94
Planche IX	: Enregistrement des raies de résonance du potassium naturel	108
Planche X	: Exemple d'enregistrement du champ terrestre. (asservissement de champ - Bande passante 0-0,5 c/s)	108
Planche XI	: Exemple d'enregistrement du champ terrestre. Emploi de la méthode différentielle	108
Planche XII	: Exemple d'enregistrement du champ terrestre. (asservissement de champ - Bande passante 0,005 c/s - 0,5 c/s)	108
Planche XIII	: Exemple d'enregistrement du champ terrestre. Comparaison de l'asservissement de champ (en haut) et de fréquence (en bas)	110

Page

Planche XIV : Magnétomètre directionnel. (Les circuits électroniques ne sont pas visibles sur la figure) 128

Planche XV : Exemple d'enregistrement du champ terrestre (D). Comparaison de deux appareils voisins 130

Planche XVI : Emetteur-récepteur 159,4 M c/s 142

Planche XVII : Mesure sur le Causse Méjean (1965) 154

Planche XVIII : Corrélations magnétiques entre la station du Chanet et Mas de Val sur le Causse Méjean 156

Planche XIX : Répartition géographique des stations du Morbihan 158

Planche XX : Station littorale de Ker Neveste 158

Planche XXI : Station de Grandchamp 159

Planche XXII : Comparaison des variations magnétiques entre Ker Neveste et Grandchamp 162

Planche XXIII : Comparaison des variations magnétiques entre Ker Neveste et Grandchamp 164

TABLE DES MATIERES

		Page
INTRODUCTION.		1
CHAPITRE I	: Magnétomètres terrestres utilisant la résonance magnétique	11
CHAPITRE II	: Magnétomètres à asservissement de champ	33
CHAPITRE III	: Magnétomètre à asservissement de fréquence	63
CHAPITRE IV	: Sources	75
CHAPITRE V	: Performances	97
CHAPITRE VI	: Magnétomètre directionnel	111
CHAPITRE VII	: Transmission et exploitation des signaux	131
CHAPITRE VIII	: Résultats géophysiques	153
CONCLUSION		173
BIBLIOGRAPHIE		177
TABLE DES PLANCHES		183